Entwicklung eines Coelostaten und Coudé-Spektrographen für Spektroskopie der Sonne und heller Sterne

Bernd Kaspar Mollerus

1975

Entwicklung eines Coelostaten und Coudê-Spektrographen für Spektroskopie der Sonne und heller Sterne

Inaugural-Dissertation
zur Erlangung des Doktorgrades
des Fachbereichs Physik
der Ludwig-Maximilians-Universität München

vorgelegt von
Bernd Kaspar Mollerus

München 1975

UNIV.
LEIDEN
BIBL.

1. Referent: Prof. Dr. P. Wellmann

2. Referent: Prof. Dr. H.-G. Groth

Tag der mündlichen Prüfung: 28. Juli 1975

Zusammenfassung

Zur Erweiterung der Beobachtungsmöglichkeiten der Sonne wurde ein größerer Coudé-Spektrograph entworfen und gebaut. Bei der Planung der instrumentellen Einrichtungen zeigte es sich, daß dieses Gerät auch für Sternspektroskopie gut verwendbar sein müßte.

Es werden einige mögliche Arten der Aufstellung für das lichtzuführende Teleskop diskutiert und die Besonderheiten der letztlich gewählten Konstruktion beschrieben. Überlegungen zur optimalen Anpassung von Spektrographen und Teleskopen für astronomische Anwendungen werden vorgestellt.

Die ersten mit dem neuen Instrument gewonnenen Ergebnisse werden mitgeteilt und diskutiert. Dabei handelt es sich einerseits um Flare-Spektren der Sonne, andererseits um Linienprofile und deren Änderungen aus den Spektren der Be-Sterne γ Cas und ζ Tau.

Entwicklung eines Coelostaten und eines Coudé-Spektrographen für Spektroskopie der Sonne und heller Sterne

1.	2	Einleitung
2.	3	Coelostat
2.1	4	Arten von Coelostatenmontierungen
2.2	7	Gründe für die Wahl der Montierungsart
2.3	8	Spezielle Teile der Mechanik
2.4	10	Steuerung und Ablesung
2.5	13	Justierung
2.6	20	Gesamtanlage, Bildqualität
3.	23	Spektrograph
3.1	23	Prinzipielle Überlegungen über Spektrographen für astronomische Anwendungen
3.2	26	Gitterspektrographen
3.3	30	Spektrographenoptik
3.4	34	Aufbau des Spektrographen
3.5	37	Bildqualität
3.6	38	Lichtstärke des Instruments
4.	40	Vorläufige Anwendungen
4.1	41	Eisenbogenlampe der Firma Osram
4.2	43	Spektren der Sonne
4.3	46	Spektren ausgewählter Sterne
5.	60	Möglichkeiten zur Verbesserung und Weiterentwicklung

1. Einleitung

Für eine große Zahl der heutigen astrophysikalischen Untersuchungen benötigt man Spektren von Sternen mit mittlerer bis hoher Dispersion, sowie Spektren der Sonnenphotosphäre höchster Dispersion. Da größere Teleskope auf diesem Gebiet ihre große lichtsammelnde Wirkung nicht mehr voll ausspielen können, weil die Lichtstärke eines Spektrographen in den meist vorliegenden Fällen nur noch linear mit dem Teleskopdurchmesser wächst, ist es sinnvoll, auch kleinere Instrumente einzusetzen, welche einem einzelnen Institut zur Verfügung stehen und deren räumliche Nähe auch längere Routineuntersuchungen möglich macht.

Da bei Spektrographen hoher Dispersion notwendigerweise lange Lichtwege auftreten, kommt für sie nur eine ortsfeste Installation in Betracht. Die grundsätzliche Planung eines solchen Spektrographen für das Münchener Institut erfolgte schon vor dem Neubau des Institutsgebäudes, so daß im Keller ein ca. 7m x 13m großer Raum für die Aufnahme des Gerätes vorgesehen werden konnte. Ferner wurden schon einige optische Komponenten für das geplante Instrument angeschafft und lagen zu Beginn dieser Arbeit bereits vor:

2 Planspiegel je 60 cm Ø
1 Teleskopspiegel 40 cm Ø, f = 17 m, montiert
2 Beugungsgitter der Fa. Bausch & Lomb
  geteilte Fläche 128 mm x 156 mm
  Strichdichte 600 bzw. 1200 Linien/mm
  Blaze 750 nm in der ersten Ordnung

Eine Lageskizze der Örtlichkeiten ist aus der Skizze über den Gesamtaufbau zu entnehmen.

Ausgehend von der Planung eines Spektrographen, der die Arbeit auf dem Wendelstein (Beobachtung von aktiven Gebieten auf der Sonne) ergänzen sollte, wurden bei der Konstruktion auch die Belange der Sternspektroskopie berücksichtigt.

2. Coelostat

Für die Führung des Lichtes vom Himmelsobjekt zu einem fest aufgestellten Spektrographen benötigt man ein Teleskop mit ortsfestem Fokus. Während bei Großteleskopen das konvergente Strahlenbündel durch mehrere Planspiegel so gelenkt wird, daß der Fokus an einer festen Stelle liegt (Coudé - Ausgang), verwendet man bei kleineren Instrumenten Planspiegel zur Umlenkung des einfallenden Lichtes in eine feste Richtung auf ein fest montiertes Teleskop. Solche Anordnungen heißen Coelostat oder ähnlich.

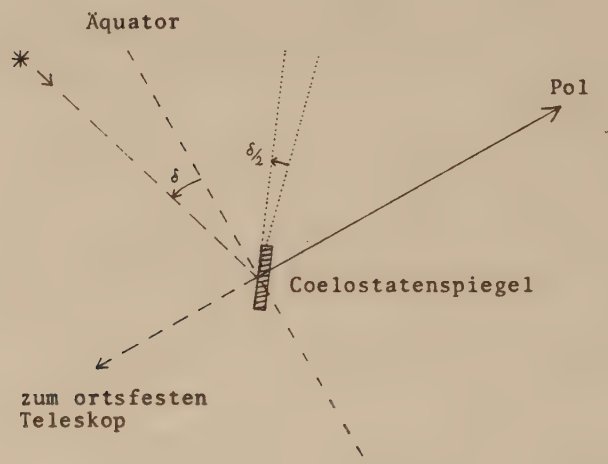
Da der das Licht auffangende Planspiegel schräg zum einfallenden Bündel steht (Einfallswinkel $\gamma/2$), wird nicht seine volle Fläche F wirksam, sondern nur $F' = F \cdot \cos \frac{\gamma}{2}$. Um Vignettierung zu vermeiden, muß der Planspiegel größer sein als der Teleskopspiegel. Man wählt meist einen Faktor von ca. 1.5, so daß bis zu Winkeln von $\gamma/2 = 48^{\circ}$ keine Vignettierung auftritt.

Normalerweise bleibt die Orientierung eines ortsfesten Teleskopbildes nicht erhalten, wenn das Teleskop der täglichen Bewegung des Himmelsobjektes folgt. Die auftretende Bildfelddrehung verhindert länger zu belichtende Direktaufnahmen. Sie kann durch optische Elemente, welche eine einstellbare Bilddrehung hervorrufen, z.B. ein Dove-Prisma, kompensiert werden. Bei der Spektroskopie von Sternen oder der Sonne (dort wegen kurzer Belichtungszeiten) stört die Bildfelddrehung kaum.

Im folgenden seien einige mögliche Anordnungen von Coelostatenmontierungen skizziert.

2.1.1 Heliostat (Kitt Peak)

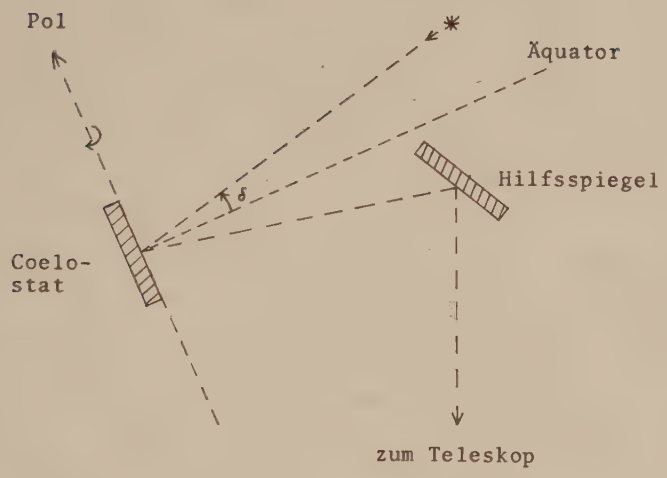
An einer Polachse sitzt ein um eine dazu senkrechte Achse drehbarer Planspiegel. In der Ebene durch Himmelsobjekt, Spiegelmitte und Pol gilt:



Zur Nachführung eines astronomischen Objektes dreht sich die Polachse mit der Spiegelaufhängung in einem Tag einmal. Die Deklination wird nur mit dem halben Winkel eingestellt. Das ankommende Licht wird in Richtung des Südpols oder des Nordpols reflektiert. Die Bildfelddrehung ist gleichmäßig und erfolgt einmal je Tag.

Literatur: Sky and Telescope 20 (1960) 64

2.1.2 Turmteleskope (Göttingen)

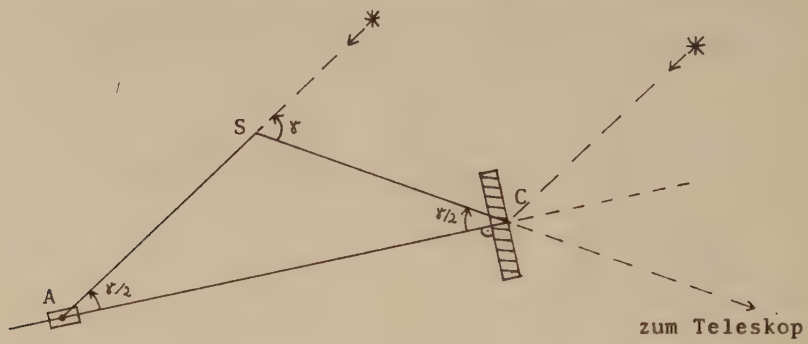


Der Coelostatenspiegel ist so montiert, daß die Richtung zum Pol in der Spiegelebene liegt; er ist um die Polachse drehbar. Das Licht fällt auf einen in der Höhe verstellbaren und kippbaren Hilfsspiegel, welcher das Licht in eine feste Richtung, meist senkrecht nach unten, reflektiert. Die Höhe und Kippung des Hilfsspiegels hängen von der Deklination des beobachteten Objekts ab. Zur Vermeidung von Abschattung in Meridianlagen kann die ganze Anlage aus der Meridianebene herausgedreht werden. Die Drehung des Coelostatenspiegels um die Polachse erfolgt mit 1/2 Umdrehung je Tag. Die Einstellung der Höhe und das Kippen des Hilfsspiegels in Abhängigkeit von der Deklination erfolgen von Hand, eventuell nach einer Skala.

Literatur: P.ten Bruggencate, F.W.Jäger: Das Turmteleskop der Göttinger Sternwarte (1951)

2.1.3 Coelostat allgemeiner Art

In der Ebene, die durch die optische Achse des Teleskops und das beobachtete Objekt definiert wird, gilt:



ASC ist ein gleichschenkliges Dreieck. Damit wird das Licht des Objektes durch den Coelostatenspiegel bei C in die Richtung zum Teleskop reflektiert. Bei A befindet sich ein Lager, das sich durch eine Zwangsführung auf der zur Spiegeloberfläche senkrechten Achse AC bewegen kann. Die Strecke SA kann als physischer Arm ausgeführt werden, während die gleichgroße Strecke SC dadurch definiert und in ihrer Richtung fest bleibt, daß der Spiegel um C drehbar kardanisch aufgehängt ist. Die Strecke AS weist zum beobachteten Objekt, kann also durch eine übliche Fernrohrmontierung realisiert werden; die Drehung um die Polachse erfolgt einmal je Tag, die Deklination wird mit dem üblichen Winkel eingestellt.

Statt der oben beschriebenen mechanischen Steuerung besteht heute die Möglichkeit, einen kardanisch aufgehängten Planspiegel mit einem Prozeßrechner zu steuern. Der Rechner bestimmt aus den Koordinaten des zu beobachtenden Objekts die notwendige Stellung des Spiegels und stellt sie mit Hilfe von schrittgesteuerten Motoren ein.

Literatur: Ambronn: Handbuch der Astronomischen Instrumentenkunde, 642

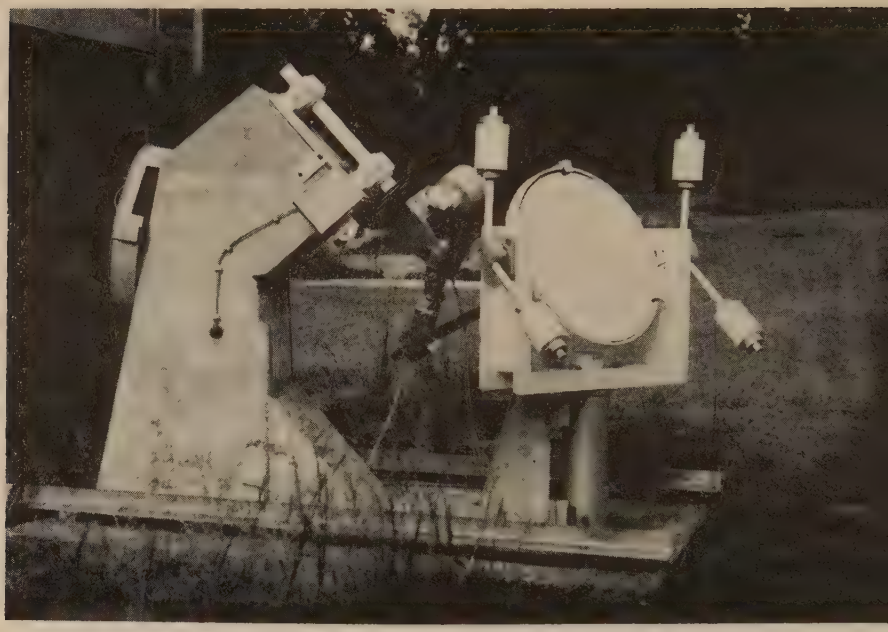
2.2 Gründe für die Wahl der Montierungsart

Bei der unter 2.1.1 beschriebenen Anordnung müßte bei den in München gegebenen Verhältnissen das Licht erst in die Richtung zum Himmelsnordpol und dann über zwei weitere Spiegel zum Teleskop gelenkt werden; es wären also drei Spiegel notwendig. Außerdem träten bei Deklinationen $\delta < -3^{\circ}$ Winkel zwischen Lot und einfallendem Strahl von $\gamma/2 > 48^{\circ}$ und damit Vignettierung auf.

Die unter 2.1.2 beschriebene Anordnung ist für Sonnenteleskope nicht zu großer Öffnung ideal. Sie wird normalerweise als Turmteleskop ausgeführt, was unter den in München gegebenen Umständen nicht möglich war. Andererseits ist diese Montierungsart wenig geeignet, wenn die Deklination der zu beobachtenden Objekte über $\pm 25^{\circ}$ hinausgeht, wie es für allgemeine Sternbeobachtungen der Fall ist.

Aus diesen Gründen wurde die unter 2.1.3 beschriebene kompliziertere Montierung gewählt, bei der das Licht über einen feststehenden Hilfs - Planspiegel zum Teleskop geworfen wird, zumal da zum Zeitpunkt der Planung die Anschaffung eines Prozeßrechners für ein einzelnes kleines Instrument noch nicht möglich war. Die Anlage ist für nahezu die gesamte südliche Himmelshälfte (bis zum Zenith) vignettierungsfrei.

2.3 Spezielle Teile der Mechanik



Es sollen hier im wesentlichen nur die Teile der Mechanik beschrieben werden, die durch die ungewöhnliche Konstruktion bedingt wurden.

Der Coelostatenspiegel ist, wie in 2.1.3 angegeben, kardanisch aufgehängt, wobei die Mitte der Spiegeloberfläche das Zentrum bildet. Die Gegengewichte dienen zur Entlastung von Spiegel, Fassung und Führungsstange; sie sind so angeordnet, daß sie bei üblichen Beobachtungsstellungen des Instruments keine Abschattung des Spiegels hervorrufen. Der - schon vorhanden gewesene - Spiegel selbst ist nur 4 cm dick und ruht auf einer 9 - Punkte Lagerung. Die senkrechte Spiegelträgerachse ruht auf einem Axiallager, welches zu Justierzwecken in jeder Richtung um 5 mm verschoben werden kann.

Auf der Montageplatte befindet sich die Stundenachse, in zwei Kegelrollenlagern gelagert. Zum Justieren kann die ganze Montageplatte verschoben und gehoben werden. Die Antriebe für Stunden- und Deklinationsachse erfolgen durch je einen Motor mit Schneckengetrieben; Klemmung und Handeinstellung sind nicht vorhanden (s. 2.4).

Der Arm an der Deklinationsachse, dessen Verlängerung zum beobachteten Objekt weist, ist durch zwei möglichst spielfrei eingestellte Schulterlager in sich drehbar; er kann in der Länge verstellt werden. Um die Reibung des Lagers, welches auf der Führungsstange gleitet, möglichst gering zu halten, wurde ein Druckluftlager entwickelt: Durch eine Reihe kleiner Löcher strömt Druckluft, so daß sich zwischen Lager und Stange ein Luftpolster aufbaut, welches die Reibung stark reduziert. Die Führungsstange hat 40 mm Ø und 1 m Länge; sie besteht aus rostfreiem Stahl und ist auf etwa 1 µm Genauigkeit geschliffen.

Während durch das Druckluftlager die Reibung und das Spiel sehr gering gehalten werden, ist die Nachführung, bedingt durch die Reibung in den übrigen Lagern, in Stellungen weit außerhalb des Meridians nicht ganz ruckfrei. Außerdem tritt in allen Lagen bei Verstellung der Deklination eine geringe Änderung auch im Stundenwinkel auf, welche darüberhinaus den Charakter einer Hysterese zeigt. Die Ursache dafür dürfte hauptsächlich in den beiden Schulterlagern, welche die Drehbarkeit des Armes in sich gewährleisten, zu suchen sein; konstruktionsbedingt mußte für die beiden Lager eine sehr kurze Basis gewählt werden, so daß jedes Spiel und jede Ungenauigkeit an dieser Stelle mehrfach verstärkt die Nachführung beeinflußt. Obwohl die Deklinationsachse zur Ausschaltung des Spiels nicht austariert ist, tritt ein solches von etwa 20" auf, wahrscheinlich als Spiel des ersten Schneckengetriebes.

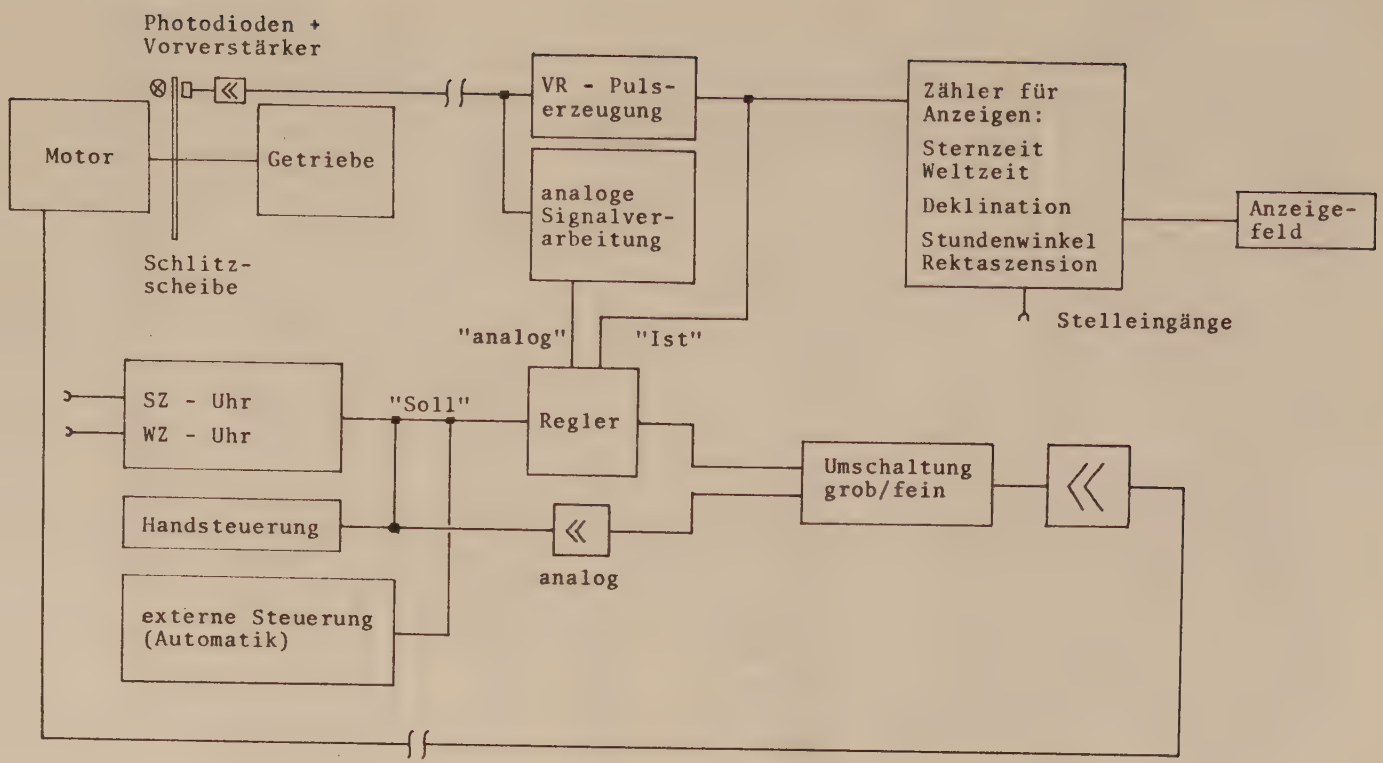
2.4 Steuerung und Ablesung

Da bei der gewählten Coelostatenkonstruktion Stundenwinkel und Deklination mit Hilfe der Schneckenräder direkt eingestellt werden, könnte man am Instrument auch die entsprechenden Teilkreise anbringen. Da das Instrument aber im allgemeinen vom Spektrographen aus eingestellt wird, benötigt man eine Fernablesung. Es wurde zunächst an die vielfach üblichen Drehmelder (Synchro-Transmitter) gedacht; im Zuge der Konstruktion des Antriebs, der auf digitalen Signalen basiert, wurde eine rein digitale Ablesung entwickelt.

An den Antrieb wurde die Forderung gestellt, mit möglichst wenig Komponenten (Motoren, Getriebe) alle Geschwindigkeiten von der Feinststeuerung (1"/s) bis zur möglichst raschen Grobverstellung (1°/s) zu verwirklichen. Durch die Verwendung von Scheibenläufermotoren konnte diese Forderung mit nur je einem Motor je Achse erfüllt werden.

Der Signalfluß für Steuerung und Ablesung ist prinzipiell aus dem umseitigen Blockschaltbild zu ersehen. Im folgenden seien lediglich einige Komponenten näher beschrieben:

Bei den Motoren handelt es sich um Scheibenläufermotoren der Firma Axem Servalco, Typ J 12 ZF, Nenndrehmoment 0.11 Nm bei 2100 U/min, Nennleistung 26 W. Auf die Abtriebswelle ist eine Scheibe mit 125 bzw. 72 Schlitzen, mit gleichbreiten Stegen dazwischen, montiert. Durch zwei Photodioden mit einem Abstand von $3\frac{1}{4}$ Schlitzen werden die Stellung und der Lauf des Motors erfaßt. Durch eine elektronische Schaltung werden aus den Diodensignalen Pulse bei Vorwärts- oder Rückwärtslauf des Motors erzeugt. Die Vorwärts- und Rückwärts-Pulse (vier je Schlitz) liegen an getrennten Ausgängen zur Weiterverarbeitung. Durch eine Analogschaltung wird die Lage innerhalb zweier Pulse genauer festgelegt und - bei


Photodioden +
Vorverstärker
Motor
Getriebe
Schlitz-
scheibe
VR - Puls-
erzeugung
analoge
Signalver-
arbeitung
Zähler für
Anzeigen:
Sternzeit
Weltzeit
Deklination
Stundenwinkel
Rektaszension
Anzeige-
feld
Stelleingänge
"analog"
"Ist"
SZ - Uhr
WZ - Uhr
"Soll"
Regler
Umschaltung
grob/fein
Handsteuerung
analog
externe Steuerung
(Automatik)

langsamem Lauf des Motors - auch die Geschwindigkeit durch Differenzieren der Lage.

Die Vorwärts/Rückwärts (VR) - Pulse dienen einerseits zur Ansteuerung von VR - Zählern für die Deklination bzw. den Stundenwinkel, andererseits als "Ist" - Werte für den Lageregler. Als "Soll" - Werte verwendet dieser je nach Modus die Pulse entweder der Sternzeituhr oder der Weltzeituhr, ferner die Pulse der Handsteuerung oder weiterer externer Anschlüsse (geplant für automatische Nachführung). Zusammen mit den Analogwerten verarbeitet der Regler diese Werte zu einer Steuerspannung für die Motoren. Die einzelnen Pulse entsprechen 0.01 s beim Stundenwinkel und etwa 0.16" bei der Deklination.

Ein Umschaltrelais grob/fein sorgt dafür, daß entweder die Steuerspannung des Reglers oder die verstärkte Spannung des Steuerknüppels über einen Stromverstärker an die Motoren gelangt. Ein Sicherheitsrelais sorgt dafür, daß das Gerät bei geschlossener Schutzhütte oder zu kleiner Deklination nicht benutzt werden kann; allerdings ist es wegen der komplizierten mechanischen Zusammenhänge nicht davor geschützt, daß die Führungsstange den Instrumentensockel berührt.

Die Uhr für Weltzeit läuft mit Netzfrequenz, die für Sternzeit nach einem quarzgesteuerten Sternzeitgenerator. Die Zähler für Deklination und Stundenwinkel werden direkt von den Pulsen der Elektronik betrieben, während für die Rektaszension von den Pulsen der Sternzeit die des Stundenwinkels abgezogen werden müssen. Damit sich der VR - Zähler bei fast gleichzeitig kommenden Pulsen nicht verzählt, werden diese durch eine Synchronisierschaltung zeitlich getrennt. Die Anzeige enthält Sperry - Leuchtanzeigen, deren Helligkeit variiert werden kann.

Literatur: Neumann, Vogt: Zeiss-Informationen 80 (1972) 28

2.5 Justierung

Die richtige Aufstellung des Instrumentes erfordert die richtige Justierung bzw. Einstellung der folgenden Größen:

δ_o = Nullpunkt des Zählers für Deklination

τ_o = Nullpunkt des Zählers für den Stundenwinkel

ξ = "Azimut" der Polachse
Drehpunkt dieser Justiermöglichkeit ist nicht, wie üblich, der Zenith, sondern der Punkt ($\delta = 0$; $\tau = 0$). $\Delta\xi > 0$ bedeutet: Pol nach Westen, Montageplatte der Polachse unten nach Osten.

ϕ = Polhöhe

q = relative Länge des Armes
Länge Achsenschnittpunkt - Mittelpunkt des Druckluftlagers im Verhältnis zu Abstand Achsenschnittpunkt - Zentrum der kardanischen Spiegelaufhängung

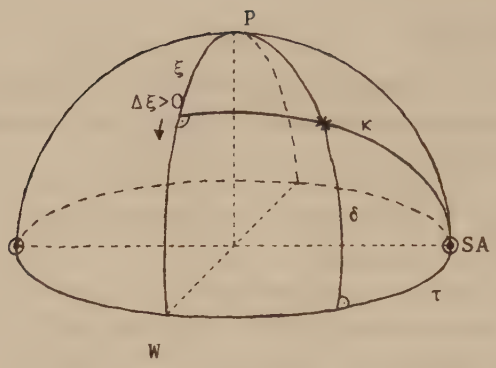
ζ = Stundenwinkel der Richtung zum Hilfsspiegel bzw. Teleskop

η = Deklination der Richtung zum Hilfsspiegel bzw. Teleskop

θ = Winkel zwischen Führungsstange und Spiegelnormalen
$\Delta\theta > 0$ bedeutet: Stange nach oben verstellt

υ = Winkel zwischen Führungsstange und Spiegelnormalen
$\Delta\upsilon > 0$ bedeutet: Stange nach Westen verstellt

Bei einer solchen Vielzahl von Parametern reichen die üblichen Justiermethoden nicht aus, weil man die Parameter nicht trennen kann. Es wurde daher eine Methode entwickelt, aus der Beobachtung und Koordinatenerfassung von mindestens fünf Sternen alle Justierfehler simultan zu bestimmen. Unter der Voraussetzung kleiner Abweichungen (Linearisierung) wird der Einfluß der neun Parameter auf den gemessenen Ort von Sternen bestimmt.
Dabei sind (τ,δ) die wahren Koordinaten des Sterns, γ der Winkel zwischen Spiegelmittelpunkt - Stern und Spiegelmittelpunkt - Hilfsspiegel.



SA = Drehpunkt
Koordinaten:
$\tau=0;\ \delta=0$

Bewegt man den Pol des Instruments nach Westen ($\Delta\xi > 0$), so weist das Instrument auf den Punkt mit den Koordinaten $(\tau+\Delta\tau, \delta+\Delta\delta)$ statt (τ,δ). Die entsprechende Konvention gilt auch weiterhin, ferner wird differentielle Schreibweise verwendet. Bei obiger Transformation bleibt der Winkel κ erhalten.

$$\sin(\delta+d\delta) = \sin\delta + d\delta\cdot\cos\delta$$

$$= \sin\kappa\cdot(\cos\xi - d\xi\cdot\sin\xi)$$

$$= \sin\delta - d\xi\cdot\sin\tau\cdot\cos\delta$$

2/1a $$\frac{\partial\delta}{\partial\xi} = -\sin\tau$$

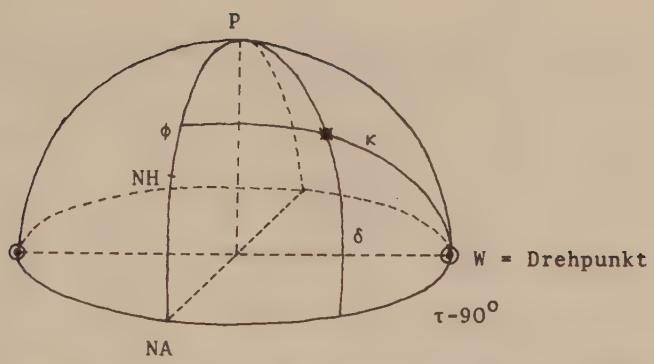
$$(\sin\xi + \cos\xi\cdot d\xi)\cdot\sin\kappa$$

$$= (\sin\tau + d\tau\cdot\cos\tau)(\cos\delta + d\xi\cdot\sin\tau\cdot\sin\delta)$$

$$d\xi\cdot\sin\delta = d\xi\cdot\sin^2\tau\cdot\sin\delta + d\tau\cdot\cos\tau\cdot\cos\delta$$

$$d\xi\cdot\cos^2\tau = d\tau\cdot\cos\tau\cdot\cot\delta$$

2/1b $$\frac{\partial\tau}{\partial\xi}\cdot\cos\delta = \cos\tau\cdot\sin\delta$$



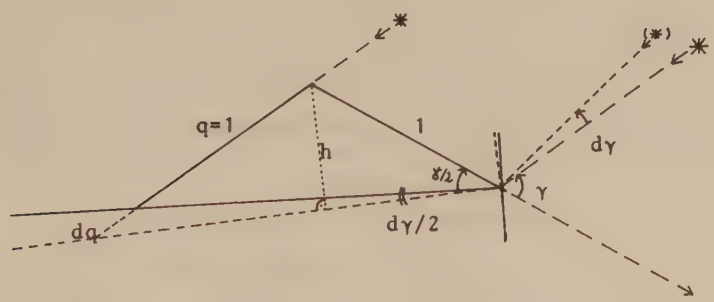
NA = Nordpunkt des Äquatorsystems NH = Nordhorizont
ϕ = geographische Breite

Polhöhe vergrößern bedeutet: $\Delta\phi > 0$; $\Delta\kappa = 0$
Analog zu oben folgt damit:

2/2a $$\frac{\partial\delta}{\partial\phi} = -\cos\tau$$

2/2b $$\frac{\partial\tau}{\partial\phi}\cdot\cos\delta = -\sin\tau\cdot\sin\delta$$

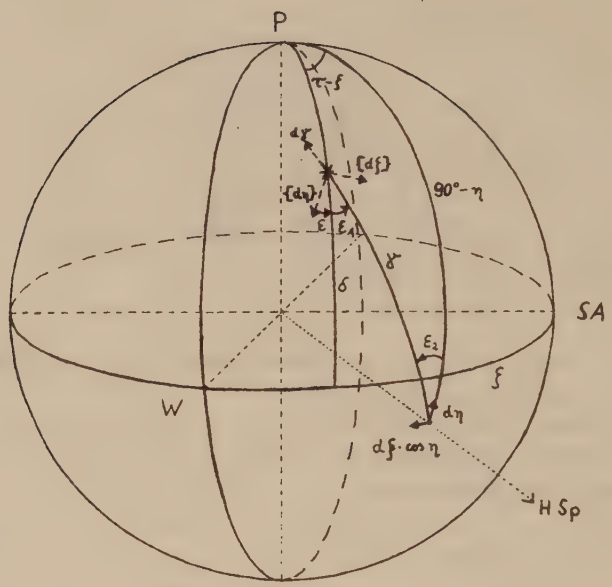
Ein Fehler im Längenverhältnis q (Abweichung von 1) wirkt sich folgendermaßen auf den Winkel γ aus:



$$h = 1\cdot\sin\left(\frac{\gamma+d\gamma}{2}\right) = \sin\frac{\gamma}{2} + \frac{d\gamma}{2}\cdot\cos\frac{\gamma}{2}$$

$$h = (1+dq)\cdot\sin\left(\frac{\gamma-d\gamma}{2}\right) = \sin\frac{\gamma}{2} + dq\cdot\sin\frac{\gamma}{2} - \frac{d\gamma}{2}\cdot\cos\frac{\gamma}{2}$$

2/3 $$\frac{\partial\gamma}{\partial q} = \operatorname{tg}\frac{\gamma}{2} = \frac{\sin\gamma}{1+\cos\gamma}$$



Beide Winkel ε_1 und ε_2 sind für praktisch alle beobachtbaren Punkte des Himmels kleiner als 90° und haben gleiches Vorzeichen. Der Winkel ε_1 spielt eine Rolle bei Änderungen längs oder senkrecht zu dem Großkreis γ. Eine Änderung der Richtung zum Hilfsspiegel um $d\eta$ bzw. $d\zeta \cdot \cos\eta$ bewirkt eine Änderung des beobachteten Ortes um die mit $\{d\eta\}$ bzw. $\{d\zeta\}$ bezeichneten Winkel. Dabei gilt $\varepsilon = \varepsilon_1 - \varepsilon_2$.

$$\cos\eta \cdot \sin(\tau-\zeta) = \sin\gamma \cdot \sin\varepsilon_1$$

2/4a $$\sin\varepsilon_1 = \frac{\cos\eta \cdot \sin(\tau-\zeta)}{\sin\gamma}$$

$$\sin\gamma \cdot \sin\varepsilon_2 = \sin(\tau-\zeta) \cdot \cos\delta$$

2/4b $$\sin\varepsilon_2 = \frac{\cos\delta \cdot \sin(\tau-\zeta)}{\sin\gamma}$$

2/5 $$\cos\gamma = \sin\delta \cdot \sin\eta + \cos\delta \cdot \cos\eta \cdot \cos(\tau-\zeta)$$

Der Winkel ε gibt zugleich die Bildfelddrehung an. Bezeichnet man mit $d\gamma_s$ einen differentiellen Winkel senkrecht zu

$d\gamma$, so erhält man bei den Definitionen gemäß obiger Zeichnung:

2/6a $$d\delta = d\gamma \cdot \cos \varepsilon_1 + d\gamma_s \cdot \sin \varepsilon_1$$

2/6b $$d\tau \cdot \cos \delta = d\gamma \cdot \sin \varepsilon_1 - d\gamma_s \cdot \cos \varepsilon_1$$

$$-\sin \gamma \cdot \cos \varepsilon_1 = \sin \eta \cdot \cos \delta - \cos \eta \cdot \sin \delta \cdot \cos(\tau - \zeta)$$

2/7a $$\frac{\partial \delta}{\partial q} = \frac{\cos \eta \cdot \sin \delta \cdot \cos(\tau - \zeta) - \sin \eta \cdot \cos \delta}{1 + \cos \gamma}$$

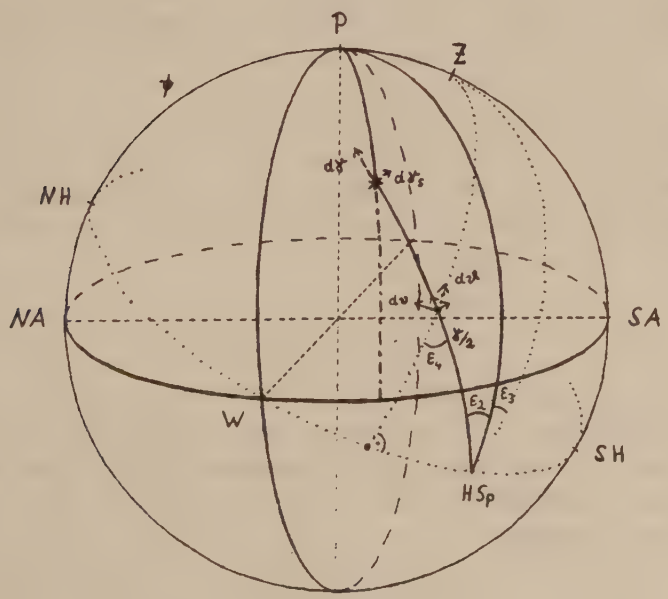
2/7b $$\cos \delta \cdot \frac{\partial \tau}{\partial q} = \frac{\sin(\tau - \zeta) \cdot \cos \eta}{1 + \cos \gamma}$$

2/8a $$\frac{\partial \delta}{\partial \eta} = -\cos \varepsilon$$

2/8b $$\frac{\partial \tau}{\partial \eta} \cdot \cos \delta = -\sin \varepsilon$$

2/9a $$\frac{\partial \delta}{\partial \zeta \cdot \cos \eta} = \sin \varepsilon$$

2/9b $$\frac{\partial \tau \cdot \cos \delta}{\partial \zeta \cdot \cos \eta} = -\cos \varepsilon$$



Da die Richtung zum Hilfsspiegel auf dem Horizont liegt, folgt:

2/10 $$\sin \varepsilon_3 = \sin \zeta \cdot \cos \phi$$

2/11 $$\operatorname{tg} \varepsilon_4 = \frac{\operatorname{tg}(\varepsilon_2+\varepsilon_3)}{\cos \frac{\gamma}{2}}$$

Eine Veränderung der Spiegelnormalen um $d\theta$ bzw. $d\upsilon$ läßt sich mit ε_4 umrechnen auf eine Veränderung von $\gamma/2$ in eine Komponente parallel zu γ und eine senkrecht dazu. Aus dem Reflexionsgesetz folgt dann:

2/12a $$d\gamma = 2\cdot\cos \varepsilon_4 \cdot d\theta + 2\cdot\sin \varepsilon_4 \cdot d\upsilon$$

2/12b $$d\gamma_s = 2\cdot\cos \frac{\gamma}{2} \cdot\sin \varepsilon_4 \cdot d\theta - 2\cdot\cos \frac{\gamma}{2} \cdot\cos \varepsilon_4 \cdot d\upsilon$$

Durch Einsetzen in (2/6) erhält man die nötigen Differentialquotienten.

Zum Zwecke der Justierung werden eine Reihe von Objekten am Himmel eingestellt und die Koordinaten an der Anzeigeeinheit abgelesen (τ_b, δ_b). Die wahren Koordinaten werden berechnet (τ, δ) und die Differenzen gebildet:

$$\Delta\tau = \tau_b - \tau \qquad \Delta\delta = \delta_b - \delta$$

Kennzeichnet man die Differenzen pauschal mit Δy und die einzelnen Justierfehler mit Δx_k, so kann man wegen der oben durchgeführten Linearisierung bei n beobachteten Objekten 2n lineare Gleichungen aufstellen und zu einem System zusammenfassen:

2/13 $$\sum_{k=1}^{9} \left(\frac{\partial y}{\partial x_k}\right)_i \cdot \Delta x_k + \Delta y_i = 0$$

Durch Messung von mehr als fünf Objekten erhält man ein überbestimmtes System, das man durch Ausgleichung lösen kann, wobei man zugleich die Residuen erhält. Diese setzen sich aus Meßfehlern sowie Ungenauigkeiten der Lager und Achsen zusammen.

Für die Berechnung der Aufstellungsfehler nach der Grobjustierung wurden 14 Sterne vermessen. Bei der Reduktion zeigte sich, daß sich die Messung eines der Sterne weitab vom Meridian nicht mit denen der übrigen vertrug; als Ursache kommt die schon erwähnte Ungenauigkeit der Lagerung in Stellungen weit außerhalb des Meridians in Frage. Die mittleren Residuen der übrigen 13 Sterne (Ausgleichung von 26 Messungen nach 9 Größen) betragen $4 \cdot 10^{-4} \triangleq 10$ s im Stundenwinkel bzw. $6 \cdot 10^{-4} \triangleq 2'$ in Deklination. Bei einer Teleskopbrennweite von 17 m entspricht das etwa 10 mm auf dem Spalt. Für die einzelnen Fehler ergab sich (Winkel im Bogenmaß):

$$\Delta\tau_o \cdot \cos\delta = .0142$$
$$\Delta\delta_o = -.0169$$
$$\Delta\xi = .0046$$
$$\Delta\phi = .0044$$
$$\Delta q = .0073$$
$$\Delta\eta = -.0193$$
$$\Delta\zeta \cdot \cos\delta = .0142$$
$$\Delta\theta = -.0034$$
$$\Delta\upsilon = .0045$$

2.6 Gesamtanlage, Bildqualität

Aus umseitiger Skizze ist der Gesamtaufbau einschließlich des weiter unten beschriebenen Spektrographen zu ersehen. Das Licht des Himmelsobjekts fällt auf den Coelostaten ①, von dort auf den Hilfsspiegel ② und weiter durch das zu öffnende Fenster in den Kellergang des Instituts auf den Teleskopspiegel ③. Um das Instrument möglichst lichtstark zu halten, wurde ein off-axis Newton-System gewählt, d. h. der Umlenkspiegel ④ vignettiert nicht den Strahlengang, sondern liegt unter dem einfallenden Strahl. Die Zahlen an den optischen Komponenten geben die Höhe der Bündelmitte über dem Boden in cm an.

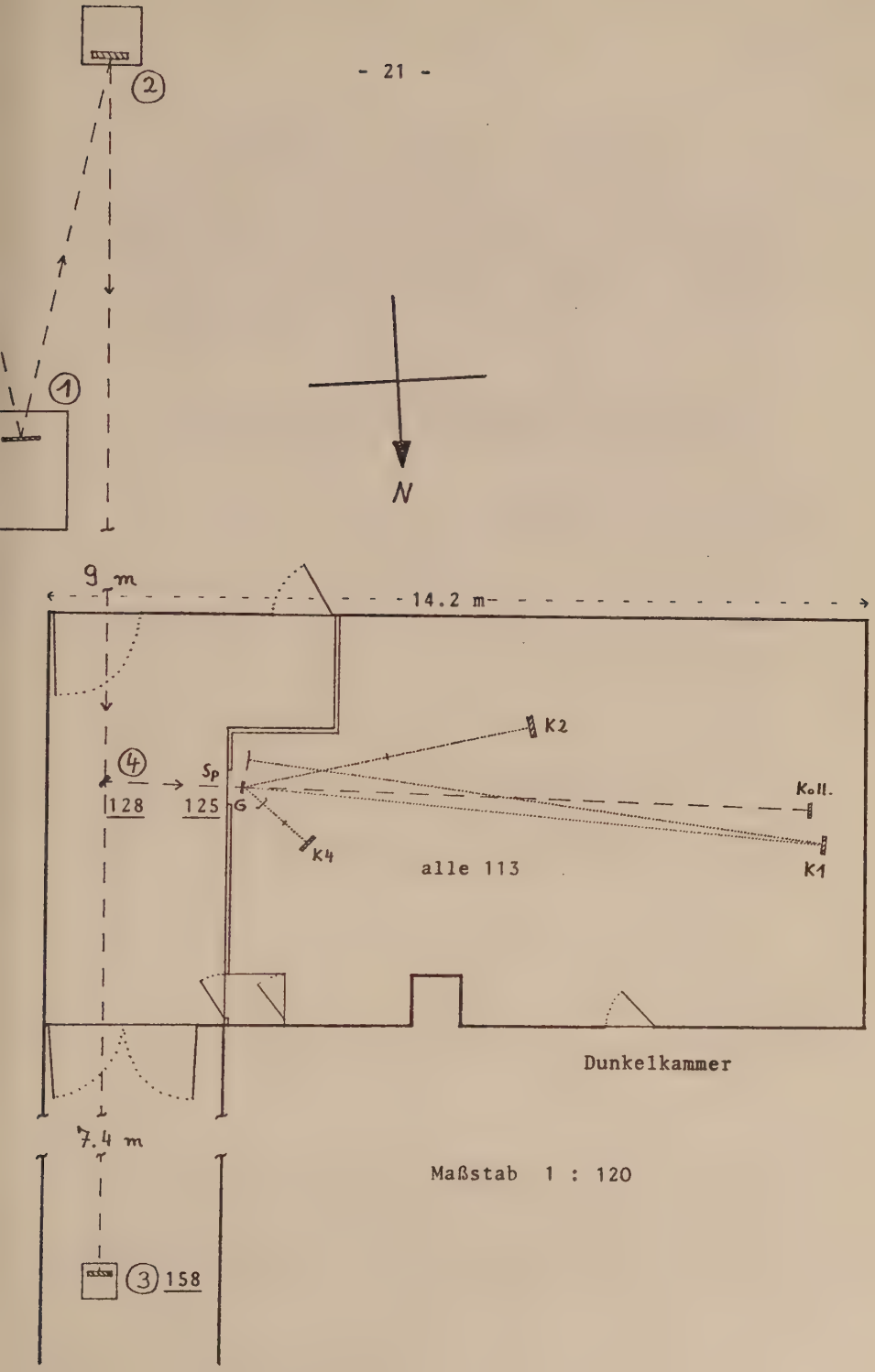
Die Bildfehler durch das off-axis System stören nicht. Gemäß den in 3.3 angegebenen Überlegungen erhält man mit

$f = 17$ m $\quad h = 30$ cm $\quad b_T = 40$ cm

eine Fehlerfigur der Größe 0.02 mm $\hat{=}$ 0.25"

Die Bildqualität des Instruments ist nicht befriedigend; die Bilder von Sternen haben eine Ausdehnung von ca. 8". Die Ursache dafür ließ sich nicht zweifelsfrei ermitteln. Zwei unterschiedliche Effekte waren allerdings deutlich zu erkennen:

1.) Bei Sonneneinstrahlung änderte sich der Fokus des Teleskops um mehr als 20 cm; die Ursache dafür ist der dünne erste Coelostatenspiegel, der sich durch Temperaturänderung verformt. Der Spiegel wird dabei konvex, allerdings offenbar so gleichmäßig, daß sich die Qualität der Bilder nicht merklich verschlechtert. Welche Resteinflüsse bei Nachtbeobachtungen, wo der Spiegel thermisch ausgeglichen ist, verbleiben, ließ sich nicht ermitteln. Lediglich wurden mit Hilfe eines Schiefspieglers von 11 cm Öffnung und 2.7 m Brennweite die Bilder im Planspiegel beobachtet. Dabei zeigte sich keine signifikante Differenz in der Qualität der Bilder gegenüber der direkten Beobachtung, bei der das Auflösungsvermögen ca. 1.5" betrug. Offenbar ist daher der Planspiegel in Feldern von 11 cm Größe in Ordnung.



Maßstab 1 : 120

2.) Während im Sommer die Bilder auf dem Spalt zwar ca. 8" groß, aber sonst sehr homogen waren, zeigte sich im Winter, daß durch die Temperaturunterschiede zwischen Keller- und Außenluft erhebliche Turbulenzen an der Fensteröffnung entstehen, welche ein Seeing von bis zu 40" hervorrufen. Durch Verschluß der Fensteröffnung durch die Platte eines Glastisches (geschliffenes Kristallglas) konnten die Turbulenzen auf ca. 6" eingeschränkt werden. Beobachtungen mit dem Schiefspiegler durch die Glasplatte zeigen nahezu einwandfreie Bilder von weniger als 2" Unschärfe. Offenbar besitzt die Platte, zumindest in Bereichen von 11 cm Größe, eine überraschend hohe optische Qualität.

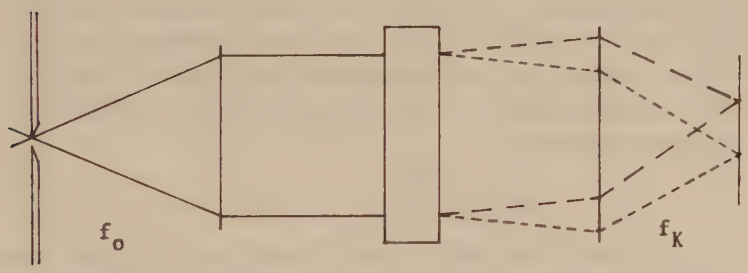
Als Ursache für die unbefriedigende Qualität bleiben demnach nur noch großräumige Fehler in den Oberflächen der Planspiegel (vermutlich des ersten) oder der Glasplatte. Hinzu kommt die allgemeine Luftunruhe, welche bei Beobachtung mit dem Schiefspiegler zeitweise 10" erreichte. Dadurch, daß man mit dem Teleskop von 40 cm Öffnung durch viele Turbulenzelemente gleichzeitig beobachtet, erhält man eine dauernde Unschärfe durch Turbulenz; möglicherweise reichen dafür bereits die geringen Luftströmungen aus, welche seitlich an der nicht dicht abschließenden Platte entstehen.

3. Spektrograph

Es werden einige Überlegungen zur Konstruktion von Spektrographen für astronomische Anwendungen vorgestellt; dann folgen Überlegungen über den gebauten Coudé-Spektrographen. Die speziellen Eigenarten werden beschrieben und erste Erfahrungen mitgeteilt.

3.1 Prinzipielle Überlegungen über Spektrographen für astronomische Anwendungen

Da man in der Astronomie meist lichtschwache Objekte beobachtet, kommt es bei der Konstruktion eines Spektrographen nicht nur auf optimales Auflösungsvermögen $\Delta\lambda$, sondern auch auf maximale Lichtausbeute bei gegebenem $\Delta\lambda$ an. Im allgemeinen haben die in der Astronomie verwendeten Spektrographen für sichtbares Licht den folgenden prinzipiellen Aufbau:



Eintrittsspalt	Kollimator	dispergierendes Element	Kamera	Lichtempfänger
Spaltbreite a_o	Bündel Ø b_o		Bündel Ø b_K	lineares Auflösungsverm. a_K

Meistens stehen die dispergierenden Elemente im parallelen Strahlengang und haben keine Fokaleigenschaften; lediglich bei der Abbildung des Spaltes auf den Lichtempfänger tritt in Dispersionsrichtung durch das dispergierende Element

ein Vergrößerungsfaktor V von der Größenordnung 1 auf. Die Kamera bildet auf dem Lichtempfänger monochromatische Spaltbilder der Breite $V \cdot a_o \cdot f_K / f_o$ ab. Das dispergierende Element liefert eine Winkeldispersion $\frac{d\beta}{d\lambda}$ (als Funktion der Wellenlänge λ). Durch die Abbildung mit der Kamera erhält man eine reziproke Lineardispersion (diese wird gewöhnlich angegeben) von

3/1 $$\frac{d\lambda}{dx} = \frac{d\lambda}{d\beta} \cdot \frac{1}{f_K}$$

Das Auflösungsvermögen kann beschränkt sein durch das des Lichtempfängers a_K oder durch Beugung an den Bündelbegrenzungen. Im ersten Fall erhält man

3/2 $$\Delta\lambda = \frac{d\lambda}{d\beta} \cdot \frac{a_K}{f_K}$$

im zweiten Fall

3/3 $$\Delta\lambda = \frac{d\lambda}{d\beta} \cdot \frac{\lambda}{b_K}$$

Wählt man das Auflösungsvermögen a_K des Lichtempfängers höher (kleineres a_K) als das des Spektrographen, so verteilt man die Information auf mehrere Elemente, was für die Lichtstärke des Spektrographen von Nachteil ist. Daher kann man (3/2) allein verwenden unter Einhaltung der Nebenbedingung

3/4 $$\frac{\lambda}{b_K} \leq \frac{a_K}{f_K}$$

Aus demselben Grund sollte der Eintrittsspalt nicht größer sein als

3/5 $$a_o \leq a_K \cdot \frac{f_o}{f_K \cdot V}$$

aber im allgemeinen auch nicht kleiner, da man sonst - meist unnötigerweise - auf einen Teil des Lichts verzichtet. Das Öffnungsverhältnis des Kollimators b_o/f_o sollte dem des den Spalt ausleuchtenden Systems entsprechen, bei der Astrospektroskopie also dem des Teleskops b_T/f_T. Andernfalls geht entweder ein Teil des Lichtes an den Elementen des Spektrographen vorbei,

oder diese werden nicht voll ausgeleuchtet, was, wie in (3/7) gezeigt wird, meist ebenfalls die Lichtstärke des Spektrographen vermindert.

Bei der Spektroskopie hat das Bild auf dem Spalt, bei Sternen bedingt durch Luftunruhe von der Größe σ, bei Nebeln wegen des Winkeldurchmessers σ, eine Ausdehnung von

3/6 $$a_T = \sigma \cdot f_T$$

In vielen Fällen ist $a_T > a_o$, so daß nur ein Bruchteil des Lichtes durch den Spalt in den Spektrographen gelangt

3/7 $$\frac{a_o}{a_T} = \frac{1}{\sigma} \cdot \frac{b_o}{b_T} \cdot \frac{a_K}{f_K} \cdot \frac{1}{V}$$

$$= \frac{1}{\sigma} \cdot \frac{b_o}{b_T} \cdot \frac{d\beta}{d\lambda} \cdot \frac{1}{V} \cdot \Delta\lambda$$

3.2 Gitterspektrographen

Beim heutigen Stand der Technik werden als dispergierende Elemente meistens Beugungsgitter als Reflexionsgitter verwendet, bei denen die Intensität des gebeugten Lichtes in einer bestimmten Richtung besonders hoch ist. Das wird durch geeignete Formgebung der Gitterfurchen erreicht (Blaze-Gitter).

Ist g die Gitterkonstante (Abstand der Furchen), so gilt für die n-te Ordnung

3/8 $$n \cdot \lambda = g \cdot (\sin \beta_0 + \sin \beta)$$

3/9 $$\frac{d\lambda}{d\beta} = \frac{g}{n} \cdot \cos \beta$$

Ist b_G die Breite (Ausdehnung senkrecht zur Furchenrichtung) des Gitters, so gilt

3/10 $$b_o = b_G \cdot \cos \beta_0$$

3/11 $$b_K = b_G \cdot \cos \beta$$

3/12 $$V = \frac{\cos \beta_0}{\cos \beta} = \frac{b_o}{b_K}$$

Ist $w(\beta_0, \beta)$ der Anteil des Lichtes der Wellenlänge $\lambda(\beta)$, der in die Richtung β reflektiert wird, so erhält man für die Effektivität v eines Gitterspektrographen an einem Teleskop

3/13 $$v = w(\beta_0,\beta)$$

wenn $a_o \geq a_T$, sonst

3/14 $$v = w(\beta_0,\beta) \cdot \frac{a_o}{a_T}$$

$$= \frac{1}{\sigma} \cdot \frac{b_G}{b_T} \cdot \frac{n}{g} \cdot \Delta\lambda \cdot w(\beta_0,\beta)$$

Setzt man (3/8) in (3/14) ein, erhält man

3/15 $$v = \frac{1}{\sigma} \cdot \frac{b_G}{b_T} \cdot \frac{\Delta\lambda}{\lambda} \cdot (\sin\beta_0 + \sin\beta) \cdot w(\beta_0,\beta)$$

Wegen der Blaze-Eigenschaft der Gitter muß man zur Erzielung maximaler Effektivität stets so arbeiten, daß

3/16 $$\beta_0 + \beta = 2\cdot\beta_B$$

weil für wesentlich von dieser Relation abweichende Winkel der Wert von $w(\beta_0,\beta)$ stark abnimmt. Unter den solcherart zulässigen Paaren (β_0,β) liegt der höchste Wert von $w(\beta_0,\beta)$ bei $\beta_0 = \beta = \beta_B$. Den Fall $\beta_0 = \beta$ nennt man Littrow-Anordnung. Bei gegebener Gittergröße b_G würde man gemäß (3/15) die höchste Effektivität bei streifendem Einfall und Ausfall erhalten. Solche Gitter lassen sich aber nicht nur aus technischen, sondern auch aus beugungstheoretischen Gründen nicht mit genügend großer Blaze-Effektivität $w(\beta_B,\beta_B)$ herstellen. Letztlich geht es darum, den Ausdruck

3/17 $$v' = 2 \cdot b_G \cdot \sin\beta_B \cdot w(\beta_B,\beta_B)$$

zu maximieren.

Bei der heutigen Technik zur Herstellung von Gittern erreicht man auf mechanischem Wege Gitterbreiten von $b_G = 300$ mm und Strichdichten von bis zu 1800 Linien/mm. Die Effektivität des Blaze beträgt $w(\beta_B,\beta_B) \leq .8$, wobei man diese maximalen Werte nicht gleichzeitig erreicht. Holographische Gitter lassen sich bis zu 600 mm Ø und mit Strichdichten bis zu 6000 Linien/mm mit einer Effektivität des Blaze $w(\beta_B,\beta_B) \leq .65$ herstellen.

Während bei holographischen Gittern die günstigsten Blaze-Eigenschaften für Blaze-Winkel um 30° erzielt werden, lassen sich geritzte Gitter auch mit größeren Blaze-Winkeln bei größerer Gitterkonstante g herstellen (Echelle-Gitter), bei denen die Blaze-Eigenschaften auch außerhalb der Littrow-Anordnung gut bleiben. Daraus ergibt sich für die optimale Auswahl von Gittern:

1.) Holographische Gitter mit einem Blaze-Winkel von 40°; die erzielbare Blaze-Effektivität $w(\beta_B,\beta_B)$ dürfte .6 betragen. Wegen der hohen Strichdichte ist es möglich, in der ersten Ordnung zu arbeiten, so daß sich eine Vorzerlegung weitgehend erübrigt. Es ergibt sich dann eine Effizienz von $v' = .77 \cdot b_G$. Der Aufbau des Spektrographen ist einfach, und man kann die Größe der holographischen Gitter ausschöpfen.

2.) Geritzte Gitter mit einem Blaze-Winkel von etwa 60°; um die Blaze-Effektivität $w(\beta_B,\beta_B)$ bei etwa .8 zu halten, ist eine große Gitterkonstante g notwendig (Echelle-Gitter). Die Folge davon ist, daß man in höheren Ordnungen (etwa 70.) beobachten muß, was wiederum eine Vorzerlegung durch ein dispergierendes Element notwendig macht. Einschließlich dieser Vorzerlegung dürfte sich eine Blaze-Effektivität von .6 und damit eine Effizienz von $v' = 1.05 \cdot b_G$ erzielen lassen. Der Aufbau ist wegen der Vorzerlegung komplizierter, allerdings erhält man in mehreren Streifen übereinander das ganze Spektrum, wobei die Effizienz an den Überlappungspunkten auf etwa die Hälfte absinkt.

Für photographische Aufnahmetechnik gibt es Emulsionen mit unterschiedlich weit ins langwellige Gebiet ausgedehnter Empfindlichkeit; daher würden sich für die einzelnen Spektralbereiche folgende Anordnungen mit holographischen Gittern empfehlen:

Gitter 1	1600 Linien/mm	Blaze-Winkel 40°
Gitter 2	2300 Linien/mm	Blaze-Winkel 40°

Bereich	(nm)	Gitter Ordnung Vorzerlegung	Photoemulsion
UV - blau	300 - 450	1 / 2 / -	orthochromatisch
grün - gelb	450 - 600	2 / 1 / -	panchromatisch
rot - IR	600 - 800	1 / 1 / Gelbfilter	rot - IR empfindlich

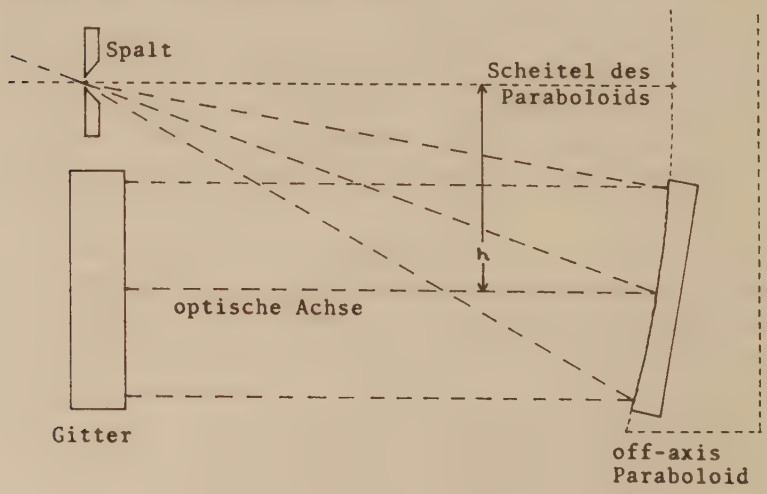
Literatur: Fa. Bausch & Lomb, Diffraction Gratings (1957)

Fa. Jobin Yvon, Handbook of Diffraction Gratings (1973)

3.3 Spektrographenoptik

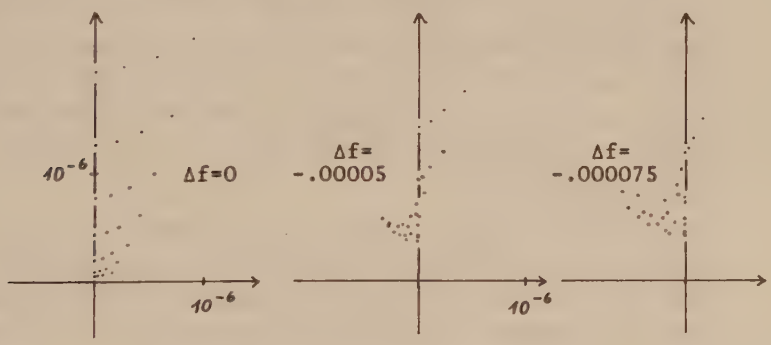
Die Anforderungen, die an die Optik eines Spektrographen gestellt werden, sind teilweise hoch. Zwar muß der Kollimator nur ein kleines Gesichtsfeld (Spalthöhe) in ein Parallellichtbündel überführen, die Kamera muß jedoch ein ziemlich großes Gesichtsfeld bei großer Öffnung haben. Linsenoptiken haben zwar darin einen Vorteil, daß keine Vignettierungsprobleme auftreten, sind aber in den oft erforderlichen Größen kaum herzustellen und absorbieren im UV. Die Farbfehler sind zwar prinzipiell kein Nachteil, erschweren aber wegen der Fokusänderung die Bedienung des Spektrographen bei Benutzung verschiedener Wellenlängenbereiche. Aus diesen Gründen verwendet man heute meist Spiegelsysteme, zumal sie bei gleicher Größe meist viel billiger sind.

Der Kollimator kann prinzipiell wie das Teleskop gebaut werden, d. h. bei Cassegrain/Coudé - Teleskopen als Cassegrain, bei vignettierungsfreien Teleskopen als off-axis System. Der Strahlengang vom Spalt bis zum Gitter hat dann folgende Form



Verwendet man statt des off-axis Paraboloids einen sphärischen Spiegel, treten Bildfehler auf. Zur Abschätzung ihres Einflusses wurden Strahlrechnungen durchgeführt. Als Eintrittspupille wurde das Gitter angenommen und die Fehler berechnet, die sich am Ort des Spaltes bzw. des Lichtempfängers ergeben. Dabei ist zu berücksichtigen, daß ein Fehler, der seine größte Ausdehnung senkrecht zur Dispersionsrichtung hat, meistens weniger stört als gleichgroße andere, weil die Spektren oft künstlich verbreitert werden.

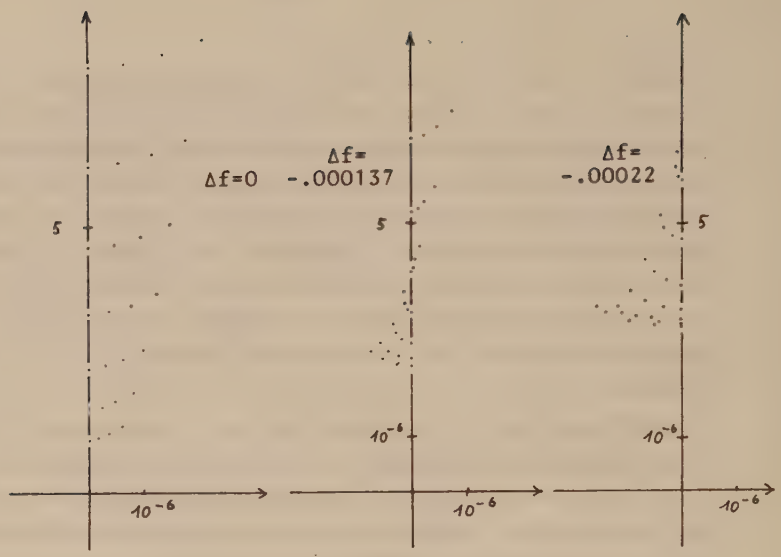
Die im folgenden angegebenen Fehlerfiguren stellen jeweils eine Hälfte der gesamten, zur senkrechten Achse symmetrischen Figur dar. Für die bezeichneten Bildebenen sind die Durchstoßpunkte eines gleichmäßigen Rasters über einem quadratischen Gitter angegeben.



$f = 1; \quad h = .015; \quad b_G = .02$

Bezugspunkt für die Bildebenen ist jeweils der Brennpunkt des Paraboloids. Die schmalste Fehlerfigur mit einer Breite von etwa $8 \cdot 10^{-7}$ erhält man in der Ebene, die um $5 \cdot 10^{-5}$ vor dem Fokus liegt (Mitte), die kleinste mit einem Durchmesser von etwa $12 \cdot 10^{-7}$ in der Ebene, die um $7.5 \cdot 10^{-5}$ vor dem Fokus liegt (rechts).

Für den Fall einer doppelt so großen Achsversetzung ergeben sich die folgenden Fehlerfiguren:



$f = 1; \quad h = .03; \quad b_G = .02$

Die schmalste Fehlerfigur mit einer Breite von etwa $15 \cdot 10^{-7}$ erhält man in der Ebene, die um $1.37 \cdot 10^{-4}$ vor dem Fokus liegt (Mitte), die kleinste mit einem Durchmesser von etwa $32 \cdot 10^{-7}$ in der Ebene, die um $2.2 \cdot 10^{-4}$ vor dem Fokus liegt (rechts).

Man erkennt, daß bei $h/b_G > 1$ Astigmatismus vorherrschend wird, so daß sich die Möglichkeit, nicht auf die kleinste, sondern die schmalste Fehlerfigur zu fokussieren, anbietet. Solche off-axis Optik ist auch noch für Kameras großer Brennweite möglich, wobei beachtet werden muß, daß sich die Größe h über die Photoplatte hinweg beträchtlich ändert. Da der Lichtempfänger dabei nicht im Strahlengang steht, kann man auch große Photoplatten oder andere große Lichtempfänger benutzen.

Bei kleineren Kamerabrennweiten verwendet man eine Schmidt-Kamera mit dem Gitter als Eintrittspupille. Wegen der sphärischen Abberration erhält man bei optimaler Fokussierung einen Zerstreuungskreis der Größe

3/18 $$\sigma = \frac{b^3}{128\ f^3}$$

Bei kurzbrennweitigen Kameras wird die sphärische Abberration zu groß für die nötige Abbildungsqualität. In diesen Fällen muß man auf reguläre Schmidt-Kameras mit Korrektionsplatte oder Maksutow-Kameras zurückgreifen. Da man eine Vignettierung des vom Kollimator zum Gitter gehenden Lichtes vermeiden muß, ist es bei den hier skizzierten Anordnungen notwendig, die Littrow-Anordnung zu verlassen. Besonders große Winkelabweichungen sind bei Schmidt-Kameras wegen der Korrektionsplatte notwendig, welche ja andererseits möglichst nah am Gitter stehen soll, damit das Gesichtsfeld der Kamera nicht eingeschränkt wird. Maksutow-Kameras sind unter diesem Aspekt vorteilhafter und werden heute auch meistens verwendet.

Für extrem große Öffnungsverhältnisse $f_K/b_K < 1$ sind spezielle Kameras (Super Schmidt usw.) entwickelt worden, auf die hier nicht näher eingegangen werden soll.

3.4 Aufbau des Spektrographen

Über die Aufstellung der einzelnen optischen Komponenten des Spektrographen informiert die Skizze über den Gesamtaufbau. Die Komponenten sind auf etwa 100 kg schweren Betonsockeln montiert, die optischen Achsen liegen 113 cm über dem Boden.
Die folgende tabellarische Übersicht über die einzelnen Komponenten umfaßt auch die, deren Anschaffung bzw. Aufstellung erst geplant ist.

Kollimatoren:	1	2	3 (geplant)
Brennweite (f_o)	10 m	4 m	6 m
Durchmesser	25 cm	11 cm	25 cm
Bündelöffnung (b_o)	23 cm	9 cm	14 cm
Aufstellung	off-axis Anordnung mit sphärischem Spiegel; Spalt über dem Gitter; h = 12 cm		

Für die Auswahl von Kollimator 1 war nicht die optimale Lichtstärke gemäß den Überlegungen in 3.2 maßgeblich, sondern die Forderung, mit den vorhandenen Gittern möglichst hohe Auflösung zu erzielen. Das reflektierte Bündel leuchtet die Gitter auch bei einer Spalthöhe von 50 mm bis in die Ecken aus. Die Folge davon ist, daß nur 47 % des einfallenden Lichtes auf das Gitter reflektiert werden, eine Verschwendung, die man sich bei der Sonne durchaus leisten kann.

Für Sternspektroskopie wurde Kollimator 2 vorgesehen. Er ist so angepaßt, daß auch bei einer Spalthöhe von 30 mm alles Licht auf das Gitter fällt. Bei einem erwarteten Seeing von 2" wäre der Spektrograph bei Verwendung von Kamera 4 gerade so angepaßt, daß $a_o = a_T$.

Um bei dem oben beschriebenen schlechten Seeing den Spektrographen möglichst lichtstark zu machen, wäre die Anschaffung eines Kollimators von 6 m Brennweite erforderlich.

Kameras:	1	2	4
Brennweite (f_K)	10 m	2.5 m	.5 m
Spiegeldurchmesser	30 cm	35 cm	30 cm
Plattenformat (mm)	50 × 254	12 × 125	12 × 102
davon vignettierungsfrei	160 mm	105 mm	40 mm

Bei Kamera 1 handelt es sich um eine off-axis Anordnung mit einem sphärischen Spiegel; die Photoplatte befindet sich neben dem Gitter. Gemäß den Überlegungen in 3.3 ergibt sich für h ein Bereich von 15 cm bis 40 cm (.015 bis .04) und damit bei optimaler Fokussierung ein Zerstreuungskreis von maximal $2.5 \cdot 10^{-6} \triangleq 25\ \mu$ auf der Platte, selbst bei einem Gitter von 20 cm Breite, wie bei den Rechnungen in 3.3 angenommen wurde. Die Kamerabrennweite wurde zu 10 m gewählt, weil damit das Auflösungsvermögen der Platte an das theoretische Auflösungsvermögen der Gitter angepaßt ist.

Bei Kamera 2 handelt es sich um eine Schmidt-Kamera, bei der an Stelle einer Korrektionsplatte das Gitter im Krümmungsmittelpunkt des Spiegels steht. Gemäß (3/18) wird auch bei einem Gitter von 20 cm Breite die sphärische Abberration mit 10 μ auf der Platte nicht kritisch. Die Kamera ist für Spektren sehr hoher Dispersion von Sternen bis 2^m Helligkeit und für Laborspektroskopie gedacht.

Kamera 4 ist eine reguläre Schmidt-Kamera, deren Korrektionsplatte einen Durchmesser von 20 cm hat.

Zur Vervollständigung der möglichen Dispersionen bei der Sternspektroskopie ist noch eine Schmidt-Kamera mit einer Brennweite von 1 m geplant (Kamera 3).

Bis auf die unterschiedliche Strichdichte (600 bzw. 1200 Linien/mm) und die entsprechend unterschiedlichen Blaze-Winkel (13° bzw. 26°) sind sich die beiden Gitter gleich. Bei den gegebenen Blaze-Eigenschaften ergeben sich folgende Bereiche:

350 nm < λ < 500 nm Beobachtung in der zweiten Ordnung

500 nm < λ < 1000 nm Beobachtung in der ersten Ordnung

Da die Intensität außerhalb des Blaze-Bereiches stark abfällt, kann man sich Abweichungen von dieser Regel nur bei der Sonne erlauben, z.B. H+K in der dritten, Hα in der zweiten Ordnung. Mit den einzelnen Kameras ergeben sich folgende reziproke Lineardispersionen in Einheiten von 10^{-7} oder A/mm

	G 600, 1.Ordn.	G 600, 2.Ordn. G 1200, 1.Ordn.	G 1200, 2.Ordn.
Kamera 1	1.6	.8	.4
Kamera 2	6.4	3.2	1.6
Kamera 3	16	8	4
Kamera 4	32	16	8

3.5 Bildqualität

Bei Fokusaufnahmen und anschließenden genaueren Tests zeigte sich, daß die Bildqualität des Spektrographen nicht die theoretisch mögliche erreicht. Bei Verwendung von Kamera 1 und Kollimator 1 ergab sich statt theoretisch 50 μ eine Halbwertsbreite der Eisenlinien von 80 μ bis 120 μ. Außerdem spalteten sich die Linien an einigen Stellen auf der Platte auf, während andererseits in einem kleinen Bereich die Linien scharf waren. Als Ursache ergab sich, daß sowohl der Kollimator- als auch der Kameraspiegel einen geringen Zonenfehler zeigen. Der Fehler läßt sich ungefähr dadurch charakterisieren, daß eine innere Zone von jeweils halbem Radius der Spiegel eine um 2 cm kleinere bzw. 3 cm größere Brennweite hat. Die Abweichungen der Spiegelflächen von einer optimal angepaßten Sphäre betragen dabei nur etwa $\lambda/6$. Offenbar reicht das übliche Kriterium von $\lambda/10$ Flächengenauigkeit (oft als rms - Genauigkeit) bei solch extrem kleinen Öffnungsverhältnissen nicht aus, um mit den Optiken das theoretische Auflösungsvermögen zu erreichen. Angesichts der Effekte, die solche Fehler bewirken, scheint selbst eine Flächengüte von $\lambda/20$ noch nicht voll auszureichen, insbesondere wenn mehrere Komponenten (zwei Spiegel, Gitter) benutzt werden. Bei den übrigen Kameras sind diese Fehler offenbar schon so klein, daß sie die Bildqualität nicht mehr beeinträchtigen. In manchen Teilen der Spektren treten Asymmetrien der Linien von 1 μ (Unterschied der Spitzen der Eisenvergleichslinien gegenüber der Mitte der Flanken) auf, welche möglicherweise ein Randeffekt der oben genannten Fehler des Kollimators sind. Auf Hartmannaufnahmen mit dem gesamten Spektrographen zeigen sich kleine Unterschiede auch dann, wenn man nur die Gitter vertauscht. Ob die Fehler der Planität der Gitter allein schon die Bildqualität beeinträchtigen, kann wegen fehlender Testmöglichkeiten nicht gesagt werden.

3.6 Lichtstärke des Instruments

Für den häufig anzutreffenden Fall $10\ a_o \geqslant a_T \geqslant a_o$ ist die Lichtstärke eines Spektrographen an einem Teleskop bei gegebener Dispersion proportional zu

3/19 $$v \propto \frac{1}{\sigma} \cdot b_T \cdot (b_G)^2 \cdot \sin \beta_B$$

Für das Münchener Instrument, den Cassegrain-Spektrographen am Bonner 1 m - Teleskop und den Coudé-Spektrographen am 1.5 m - Teleskop von ESO ergeben sich mit folgenden Werten die angegebenen Lichtstärken gegenüber dem hiesigen Instrument:

	München	Bonn	ESO
b_T (cm)	40	100	150
σ (")	8	2	1.5
b_G (mm)	156	100	300
$\sin \beta_B$	.44	.41	.44
v_{th}/v_{th}(München)	1	3	80

Durch die Verwendung des nicht optimal angepaßten Kollimators 1 und die Glasplatte vor dem Fenster, welche 30 % des Lichtes absorbiert, verringert sich die theoretische Lichtstärke auf etwa .5. Vergleicht man die notwendigen Belichtungszeiten mit der theoretischen Lichtstärke, so zeigt sich, daß der Münchener Spektrograph gut abschneidet. Es wurden nämlich alle Möglichkeiten genutzt, den Spektrographen im Rahmen der Gegebenheiten möglichst lichtstark zu halten. So befindet sich außer den beschriebenen Optiken kein weiteres Element im Strahlengang. Die Verbreiterung der Spektren erfolgt durch Bewegen des Teleskopspiegels mit einer Frequenz von etwa .1 Hz; das Pointieren erfolgt durch ein Spaltfernrohr, durch welches das Licht, das auf die Spaltbacken fällt, beobachtet wird.

Zur Abschätzung für andere Objekte sei hier angegeben, daß für Spektren mit einer Höhe von .5 mm auf der Platte bei Verwendung von Kamera 4 und Gitter 1200 für ζ Tau, einen B-Stern der Helligkeit V = 3, folgende Belichtungszeiten notwendig sind:

Spektralbereich	Dispersion	Plattensorte	Zeit
Balmer-Grenze	$8 \cdot 10^{-7}$	II a-O	90 min
Hβ - Hγ	$8 \cdot 10^{-7}$	II a-O	60 min
Hα (Kontinuum)	$16 \cdot 10^{-7}$	103a-F	120 min

4. Vorläufige Anwendungen

Die Erprobung des Instruments sollte zunächst Anhaltspunkte dafür liefern, welche Art von Beobachtungen in München in besonders geeigneter Weise durchgeführt werden können. Wegen der oben geschilderten Mängel mußten dabei einige Abstriche gemacht werden. Bedingt durch die schlechte Bildqualität lassen sich nicht alle Beobachtungsmöglichkeiten der Sonne ausschöpfen, weil nur Strukturen größer als 10" erfaßt werden können.

Die Bildqualität beeinträchtigt auch die Sternspektroskopie. Gegenüber einem Seeing von 2" muß die Belichtungszeit bei Kamera 4 verdoppelt, bei den übrigen vervierfacht werden. Es bietet sich die Möglichkeit zur dauernden Überwachung hellerer Spektrum-Veränderlicher, die an größeren Teleskopen wegen der dort meist nur kurzen Beobachtungsperioden für einzelne Beobachter nicht gegeben ist.

Als ein weiteres mögliches Anwendungsgebiet erwies sich die reine Laborspektroskopie für astronomische Zwecke, z.B. die Erstellung eines Katalogs von Eisenlinien, die bei verschiedenen Dispersionen brauchbar für Radialgeschwindigkeitsmessungen sind.

Einige der erprobten Anwendungen sind im folgenden dargestellt.

4.1 Eisenbogenlampe der Firma Osram

Statt eines Eisenbogens wird eine von der Firma Osram entwickelte Lampe verwendet, welche uns die Firma freundlicherweise zum Zwecke der Erprobung zur Verfügung stellte; Unterlagen über die Lampe waren nicht vorhanden. Offenbar wird in einem Hg - Trägergas ein Eisenbogen gezündet; nach ca. 1 Minute Brenndauer wird die normale Helligkeit des Fe - Spektrums erreicht, während zuerst vornehmlich das Hg - Spektrum erscheint. Die Brenndauer der Lampe beträgt bis jetzt 90 h, dürfte aber nicht nennenswert höher liegen, da sich schon gewisse Alterserscheinungen bemerkbar machen: An den Wänden hat sich bereits ein Metallfilm niedergeschlagen, nur der Teil des Glaskolbens, aus dem das verwendete Licht austritt, ist noch frei.
Im Spektrum der Lampe dominieren die Hg - Linien. Die Linie bei 546 nm dürfte etwa zehnmal so stark sein wie die stärksten Fe - Linien. Unter den helleren Hg - Linien werden nur Hg I - Linien beobachtet. Das Fe - Spektrum enthält, soweit durch Vergleich mit dem Atlas des Fe - Spektrums festgestellt werden konnte, dieselben Linien wie der Bogen mit nur wenigen Unterschieden in den Intensitätsverhältnissen. Die in dem Atlas enthaltenen Verunreinigungen durch Co, Cr, Ni, Na konnten nirgends festgestellt werden.
Im Bereich unter 300 nm absorbiert der Glaskolben der Lampe das Licht vollständig. Durch das Hg - Spektrum gibt es auch im roten Bereich des Spektrums einige Linien, die aber wegen ihrer Breite (Druckverbreiterung) nur für Spektren geringer Dispersion als Wellenlängenmaß verwendet werden können. Im übrigen bieten sich dort die Linien der nächsthöheren Ordnung an. Die Intensität der Lampe ist beträchtlich: Im Roten genügt bei einer Dispersion von $16 \cdot 10^{-7}$ (16 A/mm) eine Belichtungszeit von 0.04 s auf 103a-F, im Blauen bei $8 \cdot 10^{-7}$ von 0.01 s auf II a-O. Bei Spektren der Sonne müßte man auf den wenig empfindlichen Platten allerdings mit Belichtungszeiten von 5 Minuten rechnen gegenüber 10 s für das Sonnenspektrum.

Die Lampe übertrifft einen herkömmlichen Eisenbogen an Konstanz der Intensität, sie zeigt Vorteile gegenüber einer Hohlkathodenlampe darin, daß sie viel heller ist, für Sternspektroskopie unnötig hell. Nachteilig wirken sich die starken Hg-Linien aus, ferner bei sehr hoher Dispersion die Tatsache, daß die Fe-Linien eine Halbwertsbreite von annähernd .01 nm haben. Wegen der Unvollkommenheit des Spektrographen konnte letzteres nicht genauer untersucht werden. Es wäre zweckmäßig, die Lampe mit geringerem Druck des Hg zu betreiben, um die Druckverbreiterung und Intensität der Linien zu reduzieren; ob dann aber noch der Fe-Bogen gezündet werden kann, ist fraglich.

Literatur: Moore, National Bureau of Standards: A Multiplet Table of Astronomical Interest (1959)

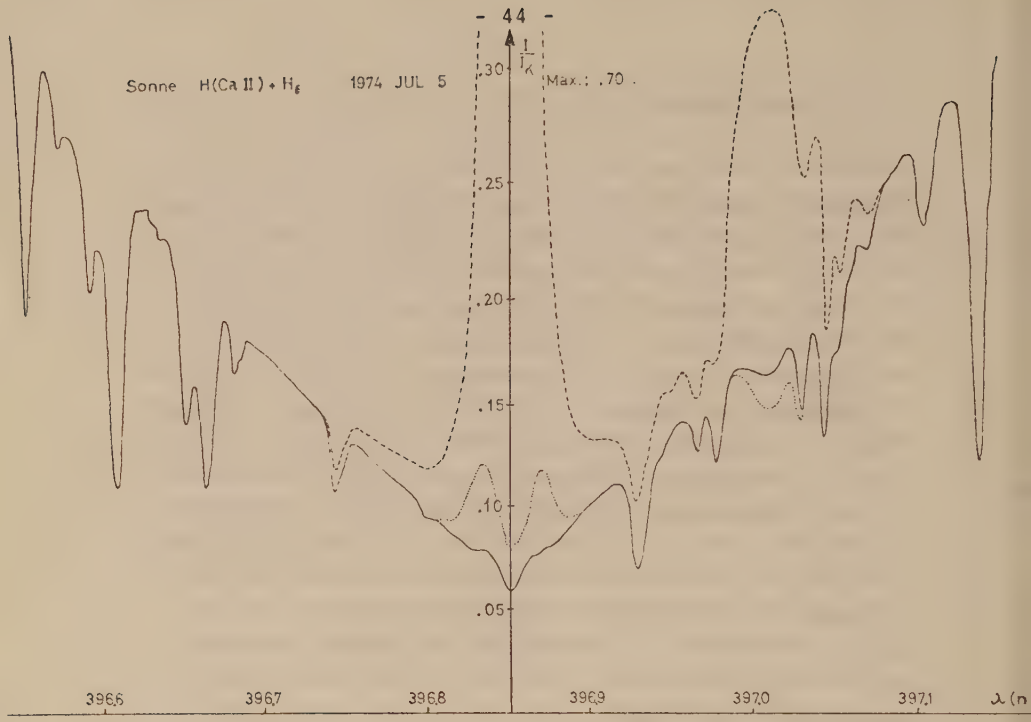
Gatterer, Junkes: Arc Spectrum of Iron (1947)

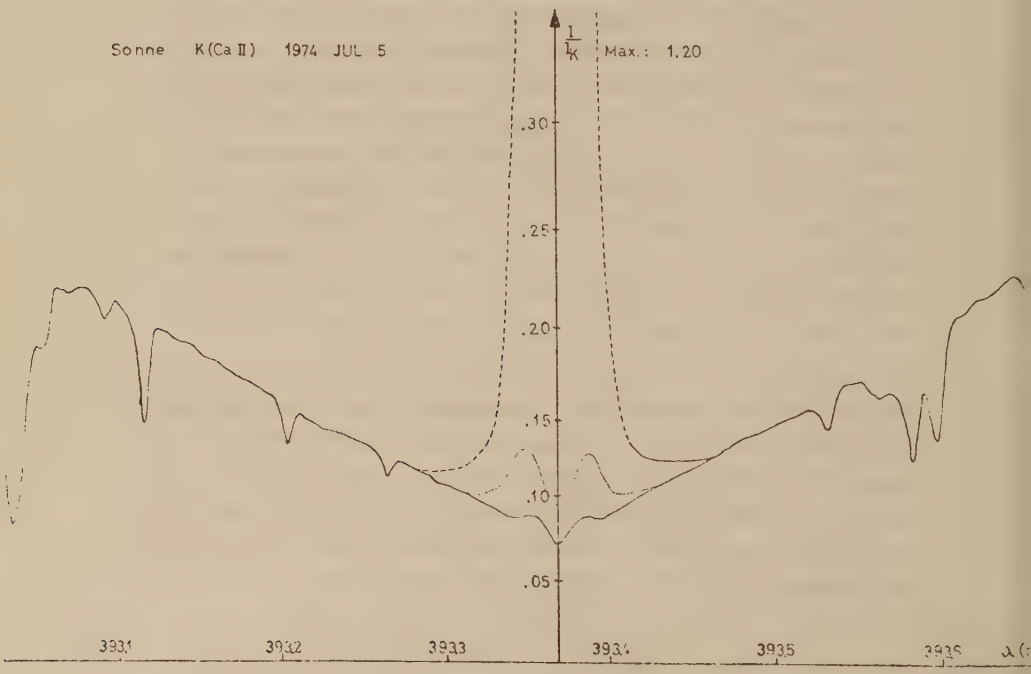
4.2 Spektren der Sonne

Während das Spektrum der Photosphäre im sichtbaren Licht schon sehr genau untersucht und katalogisiert ist, sind Spektren von aktiven Gebieten noch nicht in ausreichender Zahl vorhanden. Insbesondere bedarf es noch weiterer Untersuchungen, um die Entstehungs- und Funktionsweise der chromosphärischen Erscheinungen, vor allem der Flares, zu verstehen. Flares sind normalerweise nicht im integralen Licht, sondern nur in einigen Linien zu erkennen und haben eine mittlere Lebensdauer von 20 min, so daß ihre spektroskopische Beobachtung schwierig ist. Da aber auf dem Sonnenobservatorium Wendelstein die Chromosphäre laufend überwacht wird, können entdeckte Flares von dort unverzüglich nach München gemeldet werden. Es wäre zwar wünschenswert, die Struktur der Flares genauer als bis auf die erwähnten 10" untersuchen zu können, aber auch mit dieser Einschränkung läßt sich wertvolles Beobachtungsmaterial gewinnen.

Noch während der Testaufnahmen, die meist im Bereich der Ca II -Linien H und K gemacht wurden, konnte am 5. Juli 1974 gegen 17h UT ein Flare beobachtet werden. Die in der ungestörten Chromosphäre nur schwach angedeuteten Emissionskomponenten in H und K (ausgezogene Linie der Zeichnung), welche in aktiven Gebieten 5% des Kontinuums erreichen (·····), verschmolzen zu einer starken Zentralemission (-----) von 70% bzw. 120% des Kontinuums. Gleichzeitig zeigte die normalerweise nur schwach ausgeprägte Wasserstofflinie Hε eine Emission von 20% des Kontinuums mit einer Äquivalentbreite von .0075 nm (75 mA).

Die Kalibrierung der Platte wurde durch Vergleich mit dem Utrechter Sonnenatlas vorgenommen. Wegen der großen Steilheit der Platte (Gradation $\gamma = 3.0$) machte die Intensitätsregistrierung Schwierigkeiten und mußte in Etappen vorgenommen werden. Daher kommt es, daß die Registrierung nicht genau den Intensitäten entspricht, sondern die entsprechenden Skalen etwas nichtlinear sind.


Sonne H(Ca II) + Hε 1974 JUL 5
I/I_K
Max.: .70
.30
.25
.20
.15
.10
.05
396,6
396,7
396,8
396,9
397,0
397,1
λ (n


Sonne K(Ca II) 1974 JUL 5
I/I_K
Max.: 1.20
.30
.25
.20
.15
.10
.05
393,1
393,2
393,3
393,4
393,5
393,6
λ (n

Auf weiteren Aufnahmen zeigte es sich, daß in H und K der Abstand der beiden Emissionsflügel voneinander zum Sonnenrand hin zunimmt, ohne daß die Emissionen stärker werden. Bei der Beobachtung des Sonnenrandes blickt man - im Vergleich zur Sonnenmitte - nicht so tief in die Photosphäre bzw. Chromosphäre hinein, so daß man dabei Informationen über die höher gelegenen Schichten der Sonnenatmosphäre gewinnen kann.

Zum Sonnenrand hin stärker werdend zeigten sich auch mehrere schwache, scharfe Emissionslinien in den Flügeln von H und K, die stärkste bei 393.48 nm. Die Stärke der Emissionslinien ist, soweit erkennbar, nicht mit der Stärke der Emissionsflügel von H und K korreliert, sondern hängt offenbar nur vom Abstand vom Sonnenrand ab. Eine eindeutige Identifizierung nach der Multiplett-Tafel war nicht möglich; eventuell handelt es sich um hoch angeregte Linien, die in der Tafel nicht verzeichnet sind.

Literatur: Minnaert et al.: Photometric Atlas of the Solar Spectrum (1940) (Utrechter Sonnenatlas)

H.J.Smith: Solar Flares (1963)

4.3 Spektren ausgewählter Sterne

Zu Testzwecken wurde eine Reihe von Spektren der Sterne α Lyr, α Cyg, ε UMa und α Boo aufgenommen. Das eigentliche Interesse liegt aber bei den Sternen mit ausgedehnten Atmosphären, im wesentlichen den Be-Sternen. Diese Sterne rotieren sehr schnell und stoßen dabei Teile ihrer Atmosphäre ab oder bauen bei ruhigerem Verlauf eine ausgedehnte Atmosphäre (Hülle) auf. Die Erscheinungen im Spektrum dieser Sterne, vor allem Emissionen in den Balmer-Linien des Wasserstoffs und teilweise in den He- und "Metall"-Linien, unterliegen unregelmäßigen Änderungen; deren Phänomenologie ist zwar zum Teil bekannt, die Ursachen für die unregelmäßigen Änderungen insgesamt und im einzelnen kennt man nicht.

Durch die rasche Rotation der Be-Sterne werden die Linien im Spektrum stark verbreitert und sind meist nur mit Mühe zu erkennen. Geht man davon aus, daß die Materie, die in die Hülle strömt, ihren Drehimpuls beibehält, so kann man, falls die Expansionsgeschwindigkeit hinreichend klein ist, aus der Breite der in der Hülle entstehenden Emissions- und Absorptionslinien auf die Radien der Schichten, in denen die Linien gebildet werden, schließen.

Die Theorie der Entstehung der Emissions- und Absorptionslinien ist sehr komplex, da der räumliche Dichteverlauf der Materie und der Strahlungsstrom vom Stern in komplizierter Weise eingehen. Schon in einfachen Fällen sind umfangreiche numerische Rechnungen notwendig, um die Linienprofile zu beschreiben. Ziel dieser Rechnungen, die von Herrn Pöllitsch durchgeführt werden, ist es, durch passende Wahl der Parameter die theoretisch berechneten Profile den beobachteten anzupassen.

Zwei hellere Vertreter der Gruppe der Be-Sterne, γ Cas und ζ Tau, wurden beobachtet. Bei den ersten Versuchen 1974 wurde lediglich Wert auf die Messung von Radialgeschwin-

digkeiten gelegt, während 1975 versucht wurde, zusätzlich die Linienprofile der Balmer-Linien zu bestimmen. Die Kalibrierung der Platten wurde dabei so vorgenommen, daß zusätzlich zum Sternspektrum noch ein zweites mit 1/3 der Belichtungszeit aufgenommen wurde. Das war schon deshalb notwendig, weil der große Intensitätsumfang der Spektren (die Emission in Hα übertrifft das Kontinuum um das Fünffache) den nutzbaren Bereich der Platten übersteigt. Bei der Auswertung zeigte sich, daß sich auf diese Weise zwar Schwärzungskurven gewinnen lassen, daß aber der tatsächliche Faktor, bedingt durch Schwarzschild-Effekt, unterschiedliche Transparenz der Erdatmosphäre und unterschiedliches Seeing zu unsicher war. Es wurde schließlich für alle Platten einer Sorte eine einheitliche Schwärzungskurve angenommen und der Faktor so angepaßt, daß die Äquivalentbreiten mit den zur gleichen Zeit von Schoembs und Spannagl mit einem Scanner gemessenen übereinstimmten. Die Beurteilung der registrierten Spektren wurde dadurch erleichtert, daß nicht nur Intensitäten registriert wurden, sondern auch die Logarithmen der Intensitäten, so daß sich die beiden jeweiligen Spektren nur um einen konstanten Betrag auf dem Registrierstreifen unterschieden.

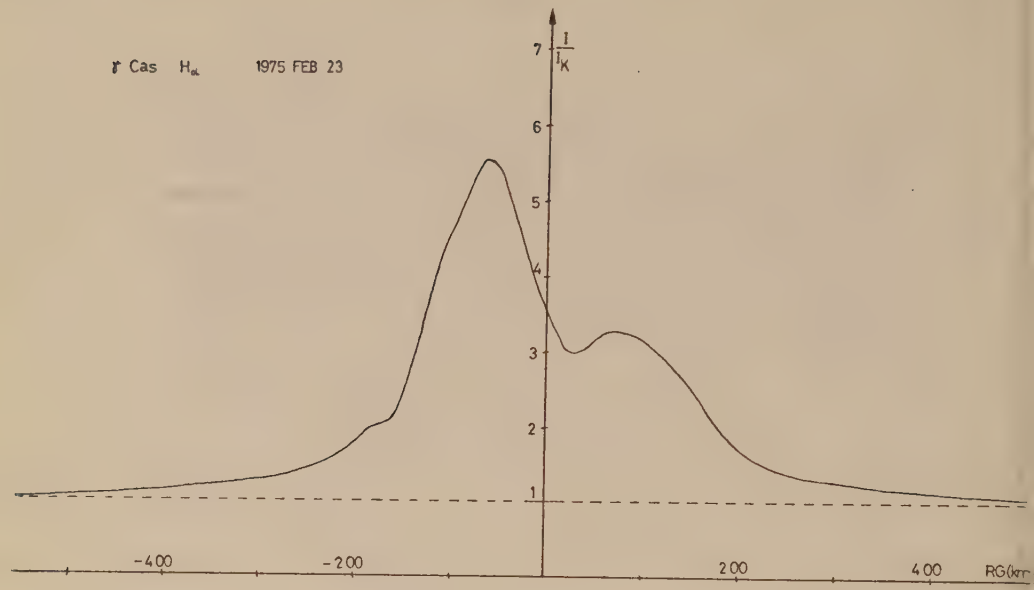
4.3.1 γ Cas

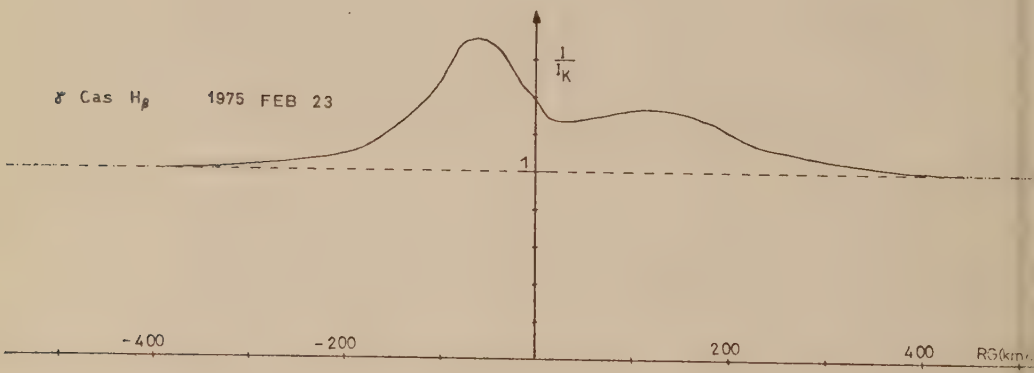
Der Stern γ Cas, der in den dreißiger Jahren mehrmals Ausbrüche zeigte, hat später seinen Charakter stark verändert. In den letzten Jahren sind die Sternlinien nur noch mit größter Mühe oder gar nicht zu erkennen, die Merkmale des Spektrums werden allein von der Hülle geprägt. Während der Beobachtungsdauer hat sich das Spektrum nicht wesentlich verändert, so daß stellvertretend nur je ein Linienprofil von Hα, Hβ und Hγ angegeben ist. Man erhält aus der Emission, die in allen Wasserstoff- und auch den He-Linien den gleichen relativen Verlauf zeigt, eine Rotationsgeschwindigkeit von etwa 180 km/s, was in Relation zu einer Rotationsgeschwindigkeit des Sterns von 300 km/s bei Erhaltung des Drehimpulses auf einen Radius von 1.7 Sternradien für die emittierende Hülle schließen läßt. Analog erhält man für die Absorption eine Geschwindigkeit von 80 km/s und einen Radius von 3.5 Sternradien. Da die Absorption um etwa 20 km/s zum Roten verschoben und bei der Absorption nur die dem Beobachter zugewandte Seite der Hülle wirksam ist, ergibt sich daraus eine Kontraktion der äußersten Teile der Hülle.

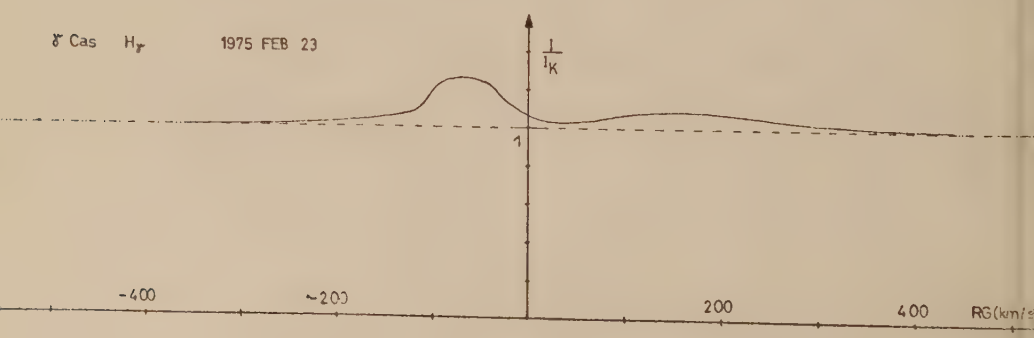
Ein Vergleich mit den Verhältnissen in den dreißiger Jahren würde, kritiklos vorgenommen, darauf deuten, daß ein Ausbruch bevorsteht oder gerade abgeschlossen ist; da sich die spektralen Eigenarten aber seitdem erheblich verändert haben, ist ein solcher Analogieschluß sicher nicht mehr zulässig. Schließlich befindet sich der Stern schon seit einigen Jahren in diesem Zustand, wobei Änderungen, wie z.B. eine Verschiebung der zentralen Absorption auf die violette Seite, durchaus vorkommen. Das schließt einen erneuten Ausbruch nicht aus, so daß eine weitere Überwachung des Sterns angezeigt ist.

Aus der Tabelle der Radialgeschwindigkeiten erkennt man, daß sich diese nicht stark geändert haben, insbesondere an der am besten meßbaren Emission von Hα. Die übrigen Fluktuationen deuten eher auf die Schwierigkeit der Messung als auf tatsächliche Änderungen hin. Die wie oben beschrieben reduzierten Äquivalentbreiten von Hα zeigen Änderungen, die nicht über das Maß der zu erwartenden Streuung hinausgehen.

Literatur: R.Baldwin: Contributions toward a Physical Model of γ Cas, ApJ 92(1940)82


γ Cas Hα 1975 FEB 23
I/IK
7
6
5
4
3
2
1
-400
-200
200
400
RG(km


γ Cas Hβ 1975 FEB 23
I/IK
1
-400
-200
200
400
RG(km


γ Cas Hγ 1975 FEB 23
I/IK
1
-400
-200
200
400
RG(km/s

Platte Nr.	4/4	4/9	4/10	4/11	4/12	4/14	4/15	4-4	4-7	4-10	4-15	4-17	4-18	4-22
Zeit	1974	1974	1974	1974	1974	1974	1974	1975	1975	1975	1975	1975	1975	1975
2442000 +	267.6	273.6	275.6	275.6	276.6	402.3	402.4	450.3	452.3	453.3	464.3	466.2	466.3	469.3
Dispersion (A/mm)	32	16	16	16	16	16	32	16	8	8	16	8	16	16
Radialgeschwindigk. (km/s)														
Hα					-49		-52	-53		-55	-58		-59	-63
Hα	68		73					93		87			92	83
Hβ	-46	-58		-42		-45	-64		-43			-64		
Hγ				-80		-68	-93		-71	-61		-68		
Hδ				-59		-82								
He I 3819.6										-41				
He I 4143.8										-28				
He I 5875.6	-56				-59								-65	
He I 6678.1					-69									
Äquivalentbreiten (A)														
Hα								22			26		23	27
Hβ												2.7		
Hγ												.64		

4.3.2 ζ Tau

Bei ζ Tau handelt es sich um einen spektroskopischen Doppelstern mit einer Periode von 132.91 d und einer Geschwindigkeitsamplitude von 8.9 km/s. Die Systemgeschwindigkeit beträgt 21 km/s. Aus einer großen Zahl von Messungen fand Delplace eine größere Pseudoperiode von etwa 7 a, die sich bei den Radialgeschwindigkeiten überlagert, und innerhalb derer sich gewisse spektrale Eigenarten wiederholen. Die hier wiedergegebenen Messungen lassen sich allerdings nicht als Extrapolation der Werte von Delplace deuten, insbesondere liegen die gemessenen Radialgeschwindigkeiten niedriger als jemals dort.

Die Werte für die Radien der emittierenden und der absorbierenden Hülle ergeben sich ähnlich wie bei γ Cas. Im Gegensatz zu γ Cas zeigt sich allerdings bei den Beobachtungen 1974 und ab Ende Februar 1975 eine Expansion der absorbierenden Teile der Hülle von 10 bis 20 km/s. In der Zwischenzeit war das Linienprofil von Hα komplexer, wie aus den unten dargestellten Linienprofilen zu erkennen ist. Der violettverschobene Emissionsflügel war stark abgeschwächt, dafür trat eine "Emission" mit einer Radialgeschwindigkeit von 0 km/s auf. Da nach den Modellvorstellungen die Emission im inneren Teil der Hülle entsteht und sehr symmetrisch ist, die Absorption dagegen weiter außen und eventuell durch Expansion oder Kontraktion verschoben, sind die Spektren eher dadurch zu erklären, daß eine vorher abgestoßene Hülle wieder auf den Stern zurückfiel und während der Beobachtungszeit gerade die Stellen erreichte, wo die Absorption eintritt. Die Kontraktionsgeschwindigkeit beträgt etwa 25 km/s.

In den folgenden Tabellen sind die gemessenen Radialgeschwindigkeiten der Balmer-Linien und einer Reihe von Linien anderer Elemente wiedergegeben. Die Ca II- und Na I-Linien sind möglicherweise interstellaren Ursprungs. Auf den Aufnahmen 1974 sind außer H und He sonst keine Linien

erkennbar; erst während der Änderungen des Spektrums 1975 treten die zusätzlichen Linien mit einer mittleren Radialgeschwindigkeit von -70 km/s auf (Streuung ist durch Meßfehler erklärbar). Gelegentlich wird in der Literatur eine Progression der Radialgeschwindigkeit innerhalb der Balmer-Linien erwähnt. Eine solche ist auf den Aufnahmen Nr. 4/16 und 4/17 erkennbar, nicht aber auf den anderen. Die Progression wird durch ein Geschwindigkeitsfeld der Schichten, in denen die einzelnen Linien hauptsächlich entstehen, erklärt. Je größer die Seriennummer der Linie ist, in desto tieferen Schichten entsteht sie meist. Aus der Zahl der im Spektrum erkennbaren Balmer-Linien läßt sich der Elektronendruck in der absorbierenden Schicht nach einer Formel von Inglis - Teller abschätzen:

4/1 $$\log \frac{Ne}{cm^{-3}} = 23.26 - 7.5 \cdot \log n_m$$

Für die Aufnahmen 1974 mit $n_m = 30$ erhält man:

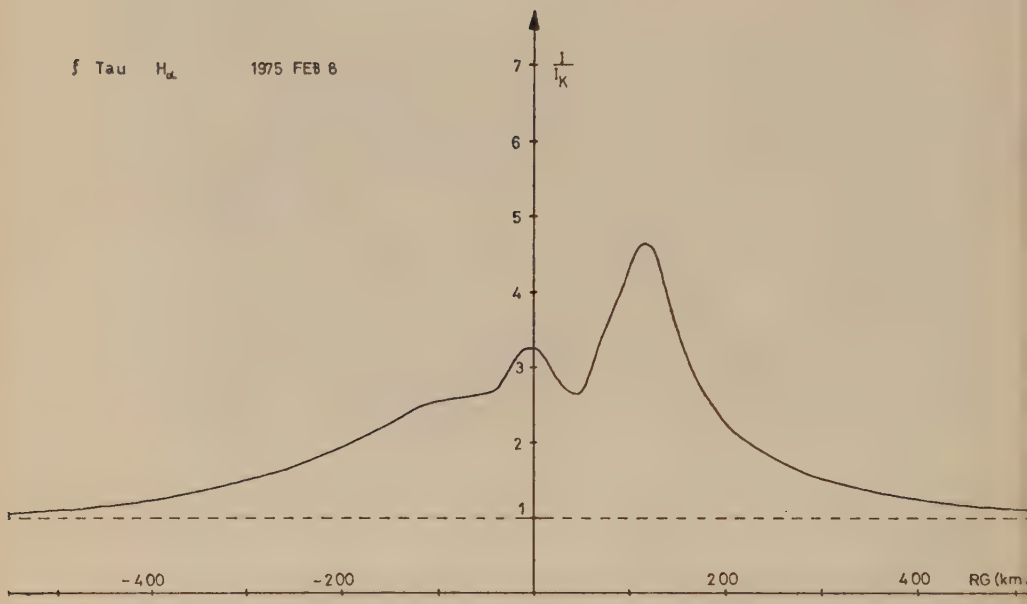
$$Ne = 10^{12.2}\ cm^{-3}.$$

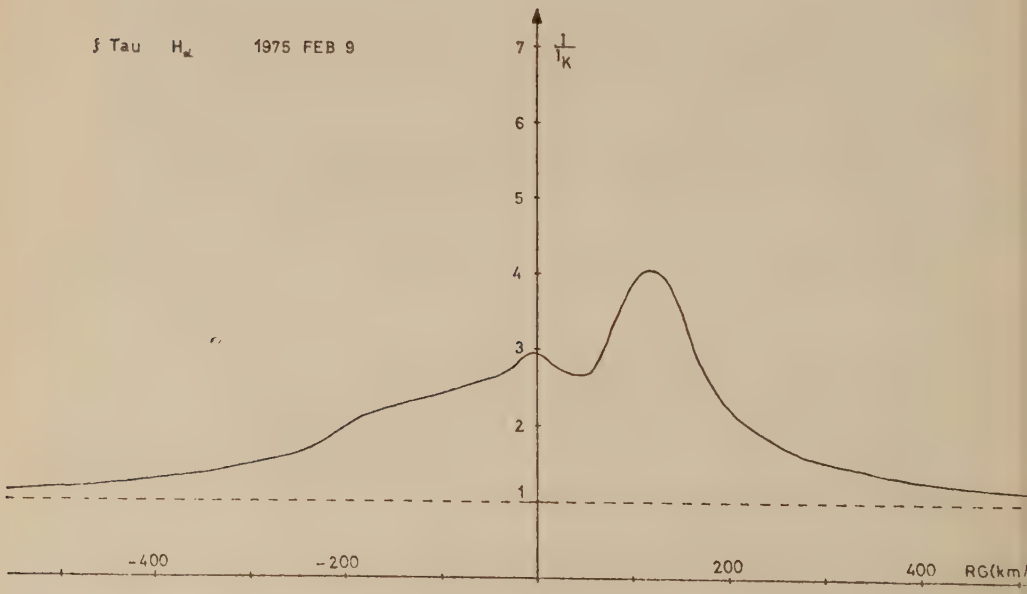
Für die Aufnahme 4-9 1975 mit $n_m = 28$ folgt

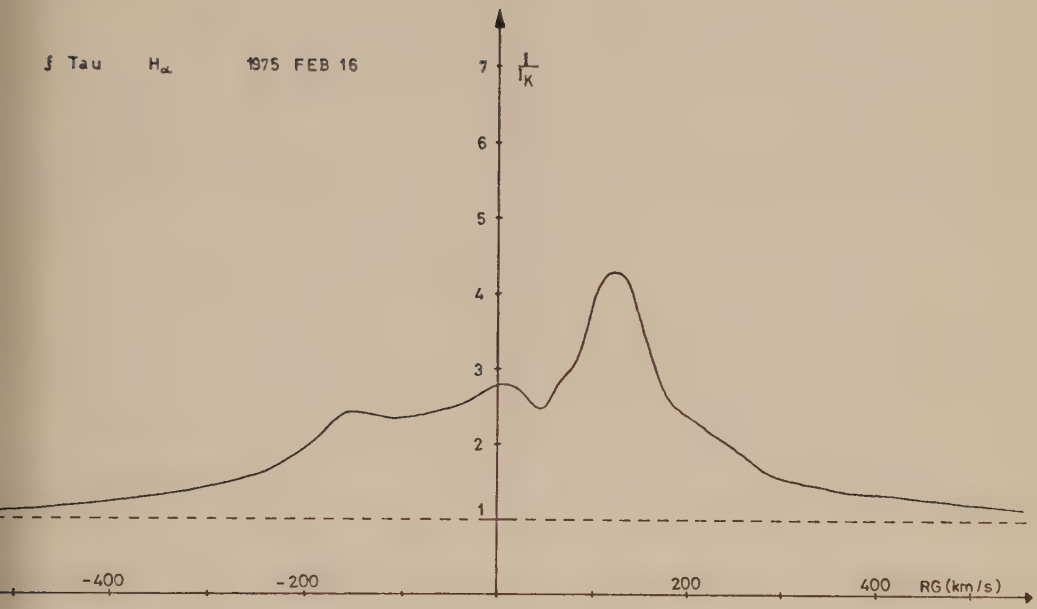
$$Ne = 10^{12.4}\ cm^{-3}.$$

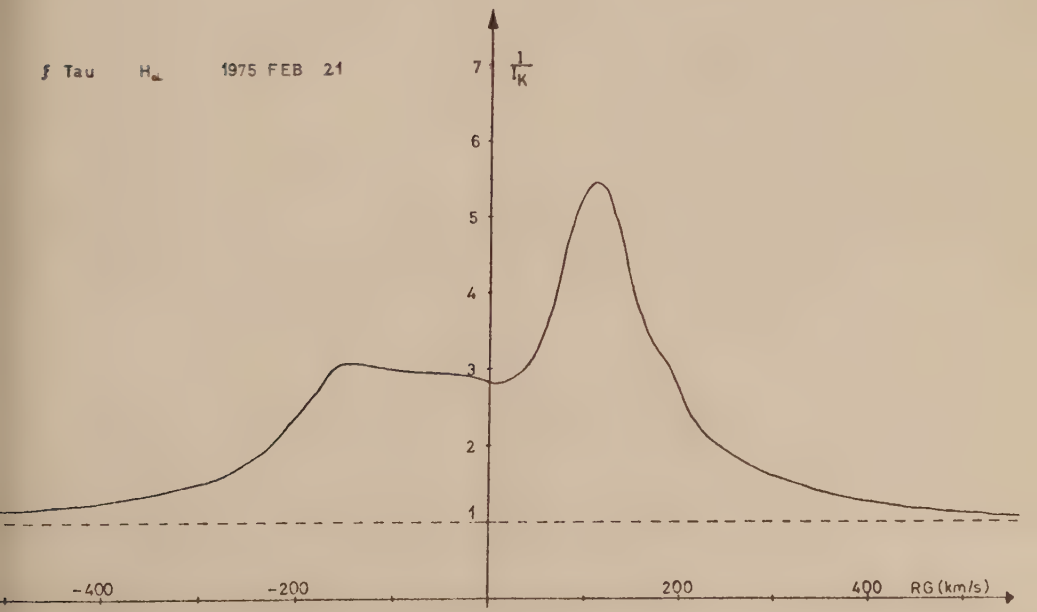
Der Elektronendruck hat also etwas zugenommen, wie man wegen der Expansion der Hülle, wie sie die meiste Zeit zu beobachten war, vermuten konnte.

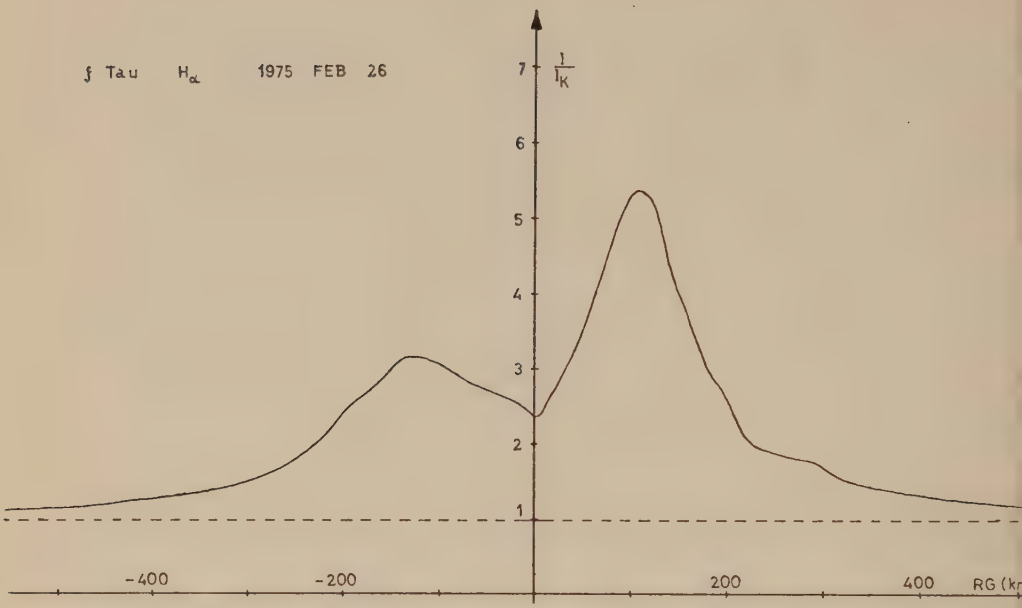
Literatur: A.M. Delplace: Instabilities in the Envelope of the Be Star HD 37202 ζ Tau, A&A 7 (1970) 68

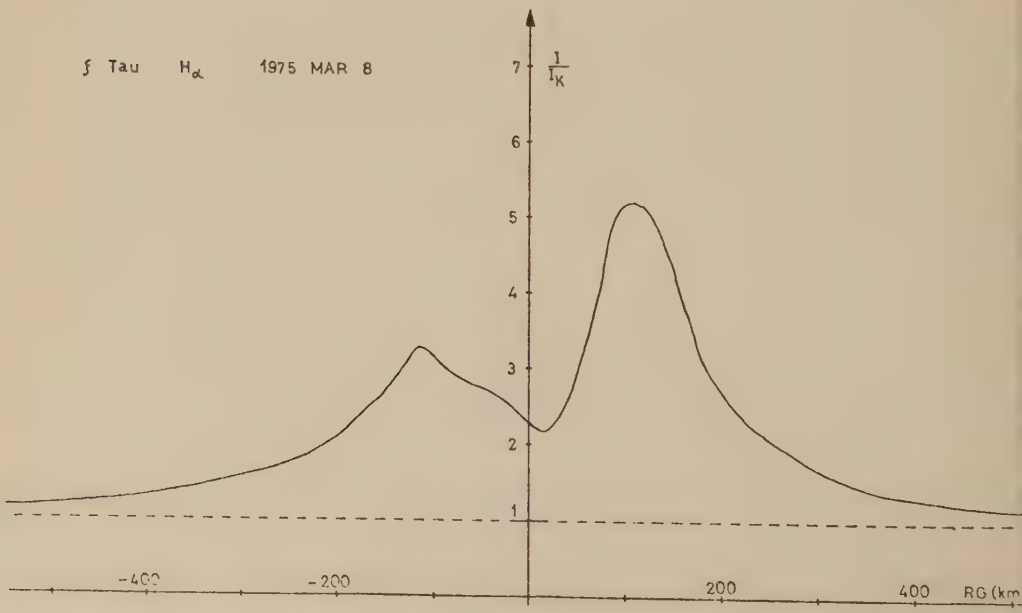

ξ Tau Hα 1975 FEB 8
7
6
5
4
3
2
1
I/I_K
-400
-200
200
400
RG (km

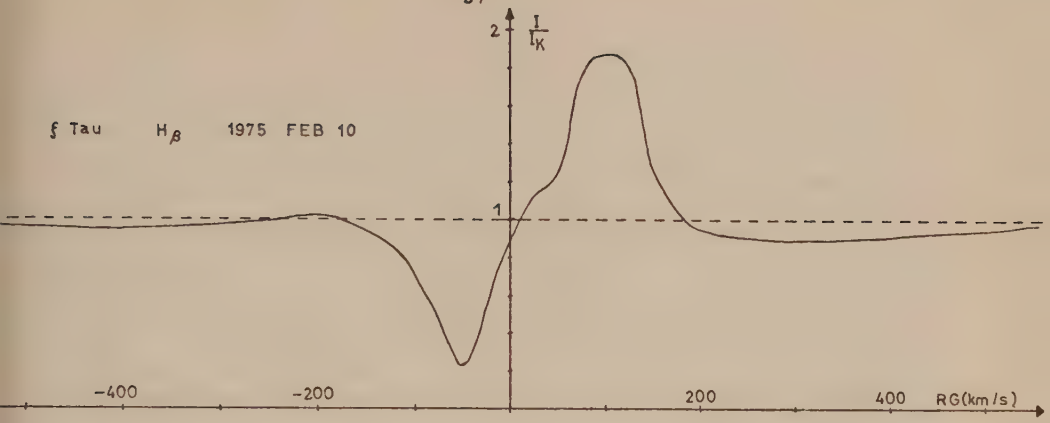

ξ Tau Hα 1975 FEB 9
7
6
5
4
3
2
1
I/I_K
-400
-200
200
400
RG(km

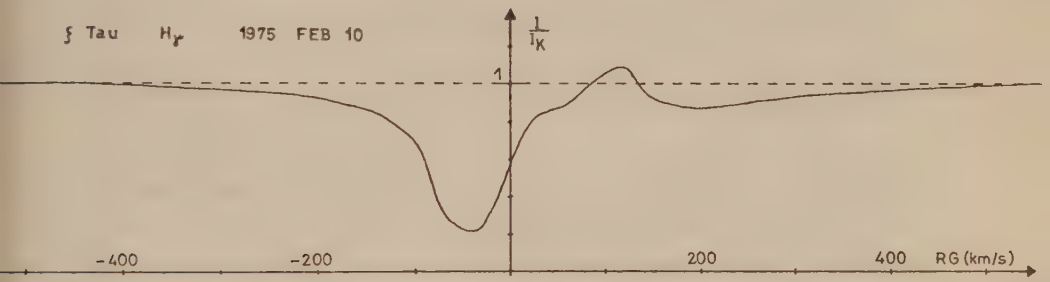

ξ Tau Hα 1975 FEB 16
7
6
5
4
3
2
1
I/I_K
-400
-200
200
400
RG (km/s)

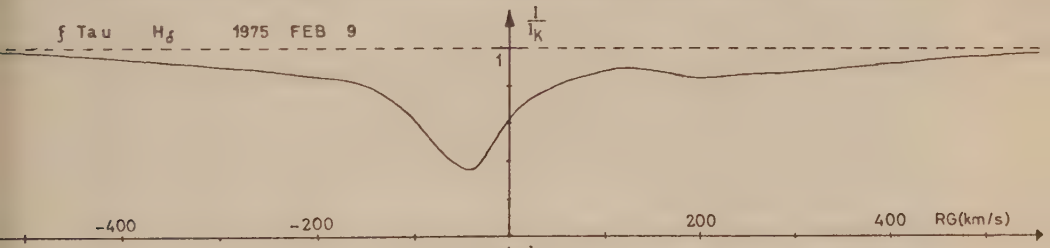

ξ Tau Hα 1975 FEB 21
7
6
5
4
3
2
1
I/I_K
-400
-200
200
400
RG (km/s)

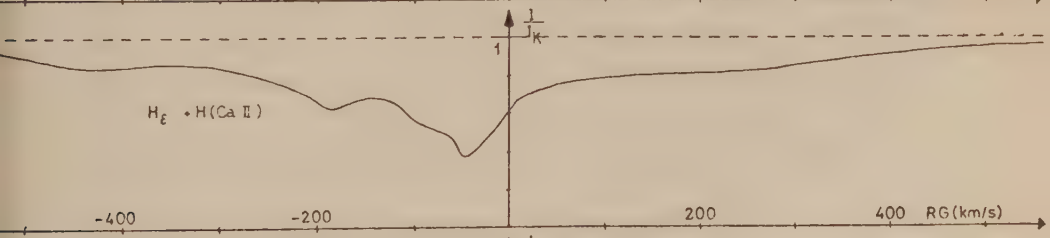

ζ Tau Hα 1975 FEB 26
7
6
5
4
3
2
1
$\frac{I}{I_K}$
-400
-200
200
400
RG (km

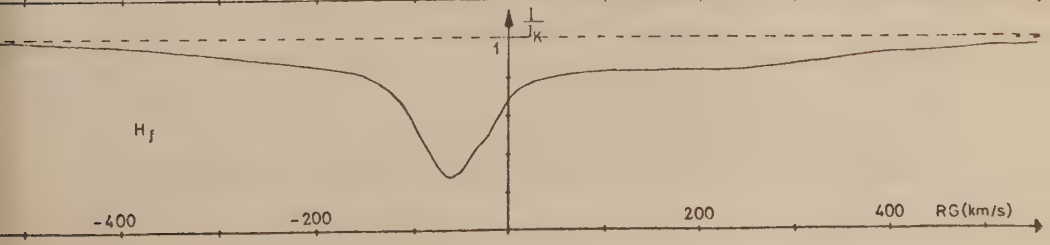

ζ Tau Hα 1975 MAR 8
7
6
5
4
3
2
1
$\frac{I}{I_K}$
-400
-200
200
400
RG (km


ξ Tau Hβ 1975 FEB 10
I/IK
2
1
-400
-200
200
400
RG(km/s)


ξ Tau Hγ 1975 FEB 10
I/IK
1
-400
-200
200
400
RG(km/s)


ξ Tau Hδ 1975 FEB 9
I/IK
1
-400
-200
200
400
RG(km/s)


I/IK
1
Hε + H(Ca II)
-400
-200
200
400
RG(km/s)


I/IK
1
Hζ
-400
-200
200
400
RG(km/s)

Platte Nr.	4/13	4/16	4/17	4-1	4-5	4-9	4-11	4-12	4-16	4-20	4-24	4-25
Zeit	1974	1974	1974	1975	1975	1975	1975	1975	1975	1975	1975	1975
2442000 +	276.6	403.4	403.5	449.5	452.4	453.5	454.4	460.3	465.4	467.4	470.4	480.4
Dispersion (A/mm)	16	16	32	16	16	8	8	16	16	8	16	16
Radialgeschwindigkeit (km/s)												
Ca II 3933.664	-75	-54				-69						
Ca II 3968.470						-73						
Na I 5889.953				-35	-77			-38	-52		-38	-49
Na I 5895.923				-42	-86			-51	-56		-50	-74
Si II 3856.021						-57						
Si II 4128.053						-72						
Si II 4130.884						-68						
Si II 6347.091				-54	-90			-62	-66		-57	-58
Si II 6371.359					-62			-66	-76		-61	-64
Fe II 4233.167							-66					
Fe II 4351.764							-63					
Fe II 4508.283							-64			-91		
Fe II 4520.225							-59			-53		
Fe II 4522.634							-65			-74		
Fe II 4549.467							-72			-72		
Fe II 4583.829							-79			-64		
Fe II 6084.11				-58								
Mg II 4481.238							-81					
He I 4471.570							-63			-50		
He I 5875.634				-15	-49			-30	-53		-46	-43
He I 6678.149				-45	-35			-31	-61			

JD 2442000 +	276.6	403.4	403.5	449.5	452.4	453.5	454.4	460.3	465.4	467.4	470.4	480.4
Hα Em			118	107	117			123	112		110	114
Hα Abs			-7		44						3	
Hα Em			-123		-2			-151			-116	-104
Hβ Em		108	108				104			96		
Hβ Abs		-17	-15				-46			-26		
Hγ Em		114	122			105	106			111		
Hγ Abs		-19	-19			-57	-42			-41		
Hδ	-62	-23				-40						
Hε	-62	-20				-47						
H 8	-69	-30		-76		-59						
H 9	-63	-24		-46		-47						
H 10	-62	-30		-56		-60						
H 11	-60	-26		-55		-41						
H 12	-62	-28		-61		-48						
H 13	-62	-28		-69		-55						
H 14	-61	-28		-72		-67						
H 15	-61	-32		-72		-44						
H 16	-59	-29				-53						
H 17	-64	-22		-83		-58						
H 18		-29		-77		-61						
H 19	-67	-31		-84		-54						
H 20	-69	-35		-76		-50						
H 21	-65	-30		-73		-68						
H 22	-67	-45		-80		-69						
H 23	-67	-51		-78		-60						
H 24	-80	-40		-70		-66						
H 25	-65	-43		-85		-84						
H 26		-42		-93		-41						
H 27		-54		-81		-73						
H 28	-65	-45		-85		-65						
H 29	-61	-48		-96								
H 30	-51	-27										

5. Möglichkeiten zur Verbesserung und Weiterentwicklung

Die teilweise nicht befriedigende optische Qualität weckt den Wunsch nach Abhilfe. Während das für den Spektrographen ohne weiteres möglich ist, da die Lieferfirma der Optiken bereit ist, diese zu retuschieren, wären für das Teleskop teure Neuanschaffungen erforderlich. Benötigt werden ein Planspiegel und eine UV-durchlässige planparallele Platte von je 450 mm Ø mit einer Flächengüte von $\lambda/6$ bzw. $\lambda/2$. Um für den Fall $a_T > a_o$ optimale Lichtstärke des Spektrographen zu erzielen, wäre ein Kollimator mit 6 m Brennweite erforderlich. Eine Alternative wäre natürlich die Anschaffung eines größeren Gitters von 200 × 300 mm geteilter Fläche, für welches der Kollimator 1 dann optimal wäre. Um Spektren mit einer Dispersion von $4 \cdot 10^{-7}$ (4 A/mm) bzw. $8 \cdot 10^{-7}$ (8 A/mm) aufnehmen zu können, würde der bis jetzt als Schmidt-Kamera für Direktaufnahmen verwendete Väisälä-Spiegel ($f = 1$ m, $d_{Korr} = 300$ mm, $d_{Spiegel} = 360$ mm) als Kamera 3 gute Dienste leisten.

An Verbesserungen der Mechanik und Elektronik kommt vor allem eine automatische Nachführung mit Verbreiterungseinrichtung in Betracht. Mit Hilfe von dichroitischen Filtern könnte man den nicht für das Spektrum benötigten Wellenlängenbereich des Lichtes abtrennen und für das automatische Pointieren benutzen.

Die Notwendigkeit, die Spektren zu kalibrieren, macht eine entsprechende Vorrichtung erforderlich, wofür zur Zeit die Verwendung eines Lyot-Elementes mit etwa 5 nm Abstand der Maxima bei $\lambda = 400$ nm in Verbindung mit einem zweistufigen Graufilter geplant ist.

Der Aufbau des Spektrographen auf verschiebbaren Betonsockeln ermöglicht ohne weiteres einen weiteren Ausbau, wobei insbesondere an einen Spektrum-Scanner zu denken ist.

Für die Anregung zu dieser Arbeit und ihre Förderung danke ich Herrn Prof. Dr. P. Wellmann und Herrn Prof. Dr. H.-G. Groth.
Die umfangreichen mechanischen Arbeiten wurden von den Angehörigen der Werkstatt unter der Leitung von Herrn Körner, der auch durch eigene Ideen bei der Konstruktion half, ausgeführt; die Holz- und Betonierarbeiten machte Herr Huber. Ihnen sei für ihre Mühe gedankt.
Die Kollegen des Instituts förderten diese Arbeit durch Diskussionen, praktische Ratschläge zur Elektronik und Überlassung einiger Auswerteprogramme, wofür ich mich herzlich bedanken möchte.

Lebenslauf

Name:	Bernd Kaspar Mollerus
Geburtsdatum:	26. Juni 1943
Geburtsort:	Haltern (Westfalen)
Eltern:	Ernst Mollerus und Adele Mollerus, geb. Wagner
Schulen:	Volksschulen Hullern und Düsseldorf von April 1949 bis März 1953 Max-Planck-Gymnasium Düsseldorf (math. naturw.) von April 1953 bis Februar 1962
Studium:	SS 1962 bis SS 1965 Physik in Göttingen WS 1965/66 bis WS 1968/69 Physik in München Diplomprüfung Physik; Thema der Arbeit: Lichtelektrische Photometrie des Bedeckungs- veränderlichen V 566 Oph und der Nova Del 1967
Tätigkeit:	Mai 1969 bis Juni 1970 und November 1970 bis heute Verw. einer wiss. Assistentenstelle am Institut für Astronomie und Astrophysik, München Juli bis Oktober 1970 Tätigkeit in der elter- lichen Firma